TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH

(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

ROK V ZESZYT 1(8) MARZEC 1950

WYDAWANY NAKŁADEM NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ

Warunki ogłaszania prac w „Technice Lotniczej".

1. Redakcja „Techniki Lotniczej" przyjmuje do druku jedynie prace nigdzie przed tym nie drukowane.

2. Prace zgłaszane do „Techniki Lotniczej" powinny być wykończone pod względem układu treści i stylu, ponadto zgodne z pisownią Polskiej Akademii Umiejętności.

3. Do druku mogą być zgłaszane zarówno prace oryginalne, jak kompilacyjne oraz tłumaczenia ew. streszczenia najcenniejszych artykułów obcych, przy czym należy szczegółowo podać źródła, z których autor korzystał.

4. Redakcja zastrzega sobie prawo czynienia poprawek i skrótów w tekście z tym, że ważniejsze poprawki lub uzupełnienia zostaną uzgodnione z autorem.

5. Nadesłane artykuły kwalifikuje Komitet Redakcyjny T. L., który może zaprosić do współpracy wybranego przez siebie koreferenta, specjalistę danego działu.

6. Redakcja zastrzega sobie prawo do przerysowania lub przerobienia rysunków i wykresów, o ile będą one wykonane w sposób, nie nadający się do wykonania klisz.

7. Każdy nadesłany artykuł powinien być zaopatrzony w krótkie, nie przekraczające 15 wierszy streszczenie.

8. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja „Techniki Lotniczej", Warszawa, ul. Nowowiejska 24.

9. Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIAZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK V ZESZYT 1(8) MARZEC 1950 r.

Wynalazczość pracownicza w lotnictwie

Odbudowa Polski zniszczonej w bezprzykładny sposób przez okupanta wymaga wytężenia wszystkich sił oraz wydobycia wszystkich czynników twórczych tkwiących w szerokich masach społeczeństwa. Jednym z tych czynników, na który nie zwracano do niedawna dostatecznej uwagi, jest wykorzystanie inwencji wynalazczej szarych ludzi pracy, którzy niejednokrotnie mogliby wnieść bardzo wiele do zbiorowego wysiłku budowania Polski Ludowej. Przyczyną niedociągnięć był nietylko brak pomocy technicznej, lecz również brak umiejętności wydobycia ukrytych w robotniku zdolności wynalazczych. Nie doceniano wartości tych wynalazków i nie znaleziono podejścia do robotnika w sposób ośmielający go do zgłaszania pomysłów, bez względu na ich późniejszą ocenę.

Rezultaty tego zaniedbania mogłyby odbić się bardzo niekorzystnie na tempie odbudowy kraju, a zarazem na wykonaniu planu sześcioletniego i dlatego Państwowa Komisja Planowania Gospodarczego położyła specjalny nacisk na propagowanie wynalazczości i usprawnień. Liczne Kluby Racjonalizacji i Techniki, które zostały utworzone, wykazały się już poważnym dorobkiem wyrażającym się między innymi sumą uzyskanych oszczędności, osiągniętych przez wykorzystanie pomysłów racjonalizatorskich. Troskliwa opieka ze strony władz państwowych, zapewniająca należycie wysokie premie i uznanie dla pomysłodawców jest bodźcem do dalszej intensywnej pracy.

W ogólnej akcji racjonalizacyjnej pracownicy odrodzonego lotnictwa polskiego nie dali się wyprzedzić. Przy wszystkich zakładach pracy powstały już Kluby Racjonalizacji i Techniki, mające zadanie opiekowania się wynalazcą oraz rozwijające ożywioną działalność w kierunku szkolenia zawodowego i podnoszenia ogólnego poziomu technicznego. W ramach tej akcji zorganizowane zostały przez inżynierów i techników lotniczych dokształcające kursy zawodowe dla robotników w zakładach WSK oraz przy Głównym Instytucie Lotnictwa. Kursy te cieszą się dużą frekwencją.

Do zadań Klubów należy również szerzenie ruchu racjonalizatorskiego, ułatwianie pracy wynalazczej i racjonalizatorskiej przez udzielanie porad fachowych i kierowanie pomysłów do miarodajnych placówek oraz wyławianie z pomiędzy masy pracowników ludzi utalentowanych, którzy bez tej akcji nigdy nie mogliby wykazać swoich możliwości.

Zasadniczym celem akcji racjonalizacyjnej jest poza uzyskanymi tą drogą oszczędnościami zlikwidowanie wszystkich trudności wytwórczych, a w szczególności t. zw. wąskich przejść tamujących całą produkcję. Konieczne jest przy tym dzielenie się własnymi doświadczeniami i trudnościami z całym światem pracy. Akcja publikacji tematów racjonalizacyjnych prowadzona na szeroką skalę rozwiązuje tę sprawę w znacznej mierze.

Aby jednak dobrze zaczętej pracy nie marnować należy dołożyć starań, żeby załatwianie spraw związanych z zakwalifikowaniem i realizacją pomysłów, oraz wypłacanie premii nie ulegało tak długiej zwłoce, jak to się często dzieje obecnie, bowiem może to być przyczyną zniechęcenia mas pracowniczych do całej akcji. Musimy pamiętać zawsze o tym, że pracownik warsztatowy zgłaszający pomysł racjonalizacyjny daje społeczeństwu najpiękniejszą część swojej osobowości i dlatego powinien być otoczony jaknajstaranniejszą opieką i pomocą techniczną.

Na odcinku usprawnienia pracy kadr lotniczych bardzo ważną rzeczą jest opracowanie i realizacja planowej, masowej, akcji wydawniczej, tak jak to obserwujemy w Związku Radzieckim. Akcja taka ułatwia szkolenie nowego narybku oraz pozwala na stałe doszkalanie personelu już zatrudnionego.

Bardzo ważnym momentem umożliwiającym należyte rozwinięcie akcji racjonalizacyjnej jest ustalenie odpowiednich przepisów i zarządzeń regulujących załatwianie formalności związanych z wnioskami. Szereg wydanych już przez różne instytucje zaleceń, zarządzeń i przepisów nie wyczerpuje, przynajmniej narazie zagadnienia i zapowiedziany przez władze dekret normujący te sprawy winien być wydany możliwie jak najprędzej.

Rozbudowujące się z żywiołową siłą lotnictwo Polski Ludowej powinno być przykładem dla innych dziedzin życia gospodarczego w dążeniu do ostatecznego celu, któremu na imię Socjalizm.

* * *

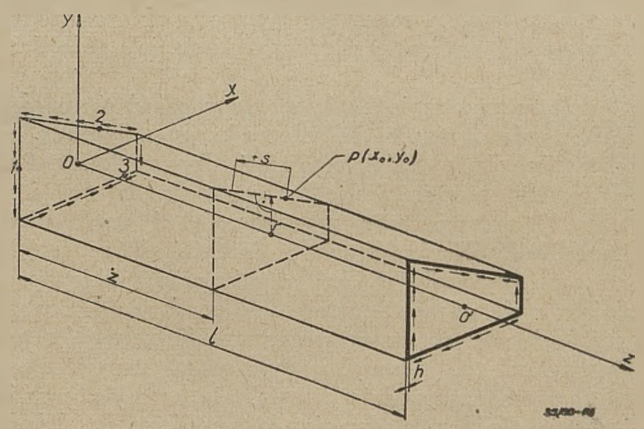
ZPIL i Redakcja „Techniki Lotniczej" pragnąc przyjść z pomocą fachową wszystkim pracownikom lotnictwa organizuje na łamach „Techniki Lotniczej" skrzynkę zapytań technicznych. Listy z napisem — Skrzynka techniczna — prosimy kierować do Redakcji „Techniki Lotniczej" — Warszawa 1, ul. Nowowiejska 24.

Inż. JERZY NOWIŃSKI
Główny Instytut Lotnictwa

Oś skręcenia i oś ścinania w przypadku swobodnego osadzenia dźwigarów skrzynkowych

Nie tak dawno jeszcze, niemal do czasu pojawienia się właściwych konstrukcji lotniczych, panowało powszechne mniemanie, że dźwigar, poddany działaniu sił poprzecznych, przecinających jego oś podłużną (linię środków ciężkości przekrojów poprzecznych), ulega wyłącznie wygięciu (zginaniu). Mniemanie to wypływało, zapewne, z powszechnego stosowania w konstrukcjach inżynierskich elementów, posiadających dwie płaszczyzny symetrii; jeżeli istniała tylko jedna taka płaszczyzna, obierano ją zwykle za płaszczyznę działania sił zewnętrznych. Z chwilą jednak, gdy w lotnictwie zaczęto stosować szeroko elementy o przekrojach niesymetrycznych i jednosymetrycznych (te ostatnie poddane działaniu sił, nie leżących w płaszczyźnie symetrii), przekonano się dowodnie, że wygięciu (zginaniu) dźwigara towarzyszą w tych razach obroty przekrojów poprzecznych w swych płaszczyznach, czyli tak zwane powszechnie skręcenie. Na drodze doświadczalnej stwierdził to zjawisko już dość dawno *C. Bach*, który wykazał, że, o ile siła poprzeczna przechodzi przez pewien szczególny punkt przekroju, można uniknąć skręcenia dźwigara.

Jeszcze dzisiaj, mimo pojawienia się licznych wartościowych prac na ten temat,[1]) sprawa nie straciła aktualności[2]) i powoduje niekiedy wśród konstruktorów lotniczych mniej lub więcej istotne wątpliwości. Nie od rzeczy więc wydaje się powrócenie raz jeszcze[3]) do tego tematu i przeprowadzenie rozważań, bardzo zresztą ogólnych, na prostym i możliwie przejrzystym przykładzie. Należy z całym naciskiem podkreślić, że wszystkie wnioski, które zostaną dalej wyprowadzone, obowiązywać mogą jedynie przy wyraźnie przez nas przyjętych założeniach; extrapolowanie tych wniosków na inne wypadki prowadzić może do nieporozumień i nawet błędów. Tego rodzaju właśnie extrapolacje lub intuicyjne podchodzenie do zagadnienia — nie umniejszając wcale znaczenia intuicji w praktyce konstruktorskiej — były do ostatnich niemal lat przyczyną pewnych zasadniczych nieporozumień. Z konieczności więc posłużyć się tu wypada dość prostymi zresztą wywodami matematycznymi, gdyż one jedne tylko zastąpić mogą nader w danym wypadku zwodnicze wnioski intuicyjne. Weźmy pod uwagę dźwigar cienkościenny (tzw. dźwigar skrzynkowy lub „keson" skrzydła) w kształcie graniastosłupa wydłużonego wzgl. walca (nie koniecznie zresztą kołowego) o stałym przekroju. Dźwigar ten opatrzony jest wewnątrz żebrami (wręgami) sztywnymi w swych płaszczyznach, które uniemożliwiają odkształcenie przekrojów poprzecznych w tych płaszczyznach, oraz cienkimi usztywnieniami podłużnymi. Przekroje tych ostatnich usztywnień wliczone są do przekroju ścianek dźwigara drogą odpowiedniego zwiększenia ich faktycznej grubości. Niestateczność całego dźwigara lub pewnych jego miejsc zostaje wykluczona. Umieśćmy w środku ciężkości O jednej z podstaw dźwigara (rys. 1) początek prawoskrętnego układu osi współrzędnych prostokątnych w ten sposób, że oś z układu skierowana jest równolegle do tworzących pobocznicy (ścianek zewnętrznych) a osie x i y pokrywają się z głównymi środkowymi osiami bezwładności podstawy. Zakłada się, że dźwigar nie posiada wewnątrz przegród (jego przekrój poprzeczny jest przeto tzw. dwuspójny).



Rys. 1.

Załóżmy, że „lewa" podstawa dźwigara zostaje unieruchomiona w trzech dowolnych punktach (*1, 2, 3* na rys. 1) przez przytwierdzenie ścianek w tych trzech punktach do płaszczyzny *xy*, traktowanej jako doskonale sztywne i nieruchome podłoże. Należy dokładnie zdać sobie sprawę z tego, że chodzi tutaj o warunek czysto geometryczny, co oznacza, że w trzech punktach unieruchomionych nie powstają absolutnie żadne reakcje, gdy na dźwigar działają siły zewnętrzne. Wprost przeciwnie, zakłada się, że o ile dźwigar ulega obciążeniu — przy czym, jako reguła, obciążenie (wyłącznie poprzeczne) przyłożone zostaje w płaszczyźnie „prawej" podstawy — na obwodzie (na ściankach) podstawy „lewej" pojawiają się napięcia (reakcje), rozmieszczone w sposób ciągły wzdłuż obwodu podstawy, w żadnym zaś wypadku nie skupione w punktach utwierdzenia. Jest to więc zjawisko zgoła różne od tego, które zachodzi w tzw. okuciach, przytwierdzających dźwigar skrzydłowy do kadłuba: okucia stanowią tutaj równocześnie miejsca utwierdzenia i miejsca reakcji (oddzia-

1) Fundamentalne, zarówno co do treści, jak i ścisłości, rozważania znaleźć można w pierwszym tomie dzieła [1].
2) Por. np. niedawno opublikowaną interesującą pracę [2].
3) Por. zesz. 2 (5) Techniki Lotniczej z 1949 r. [3].

ływania podpór). Na rys. 1 napięcia podporowe przedstawiono dla większej wyrazistości wyłącznie jako styczne do konturu podstawy, ale, oczywiście, zrozumiałe jest, że mogą one również posiadać składowe prostopadłe do przekroju podporowego. Obciążenie zewnętrzne przedstawiają, jak już wzmiankowano, napięcia, działające w płaszczyźnie „prawej" podstawy (na tzw. wolnym końcu dźwigara) wzdłuż stycznych do konturu tej podstawy (napięć normalnych z założenia tutaj nie ma).

Przyjmijmy teraz, że, wskutek odkształcenia dźwigara pod działaniem obciążenia, poszczególne jego punkty doznają przemieszczeń u, v, w odpowiednio w kierunku osi x, y, z oraz że przemieszczenia te przedstawiają następujące funkcje zmiennych x, y, z:

$$u = \frac{m}{3} z^3 - \frac{n}{2} z^2 - cyz + ez\,, \qquad (1)$$

$$v = \frac{p}{3} z^3 - \frac{q}{2} z^2 + cxz - fz\,, \qquad (2)$$

$$w = (-mz^2 + nz)\,x + (-pz^2 + qz)\,y + F(s) - \\ - ex + fy. \qquad (3)$$

Małe litery łacińskie oznaczają tutaj, na razie nieznane, wielkości stałe, a $F(s)$, również na razie nieznaną, funkcję wielkości s; ta ostatnia wielkość przedstawia odległość dowolnego punktu przekroju (mierzoną po konturze w kierunku przeciwnym obrotowi wskazówek zegara) od pewnego punktu x_0, y_0 na konturze, obranego za początek rachuby (por. rys. 1).

Wiadomo,[4]) że dla naprężeń w ściankach dźwigara cienkościennego wyprowadzić można następujące wzory:

$$\sigma = E \frac{\partial w}{\partial z}\,, \qquad (4)$$

$$\tau = G\left(\frac{\partial u}{\partial z}\frac{dx}{ds} + \frac{\partial v}{\partial z}\frac{dy}{ds} + \frac{\partial w}{\partial s}\right). \qquad (5)$$

Tutaj σ i τ są to odpowiednio naprężenia normalne i styczne w przekroju poprzecznym, $x = x(s)$ i $y = y(s)$ przedstawiają równania parametryczne konturu przekroju w funkcji współrzędnej s, zaś E i G są znanymi współczynnikami sprężystości.

Przez podstawienie wartości u, v, w ze wzorów *(1)* $\div$ *(3)* do prawych stron równości *(4)* i *(5)* otrzymuje się po prostych przekształceniach następujące wyrażenia dla naprężeń w ściankach dźwigara:

$$\sigma = -E\left[(2mz - n)\,x + (2pz - q)\,y\right]\,, \qquad (6)$$

$$\tau = G\left(cr + \frac{dF}{ds}\right). \qquad (7)$$

W ostatnim wzorze wyrażenie $x\frac{dy}{ds} - y\frac{dx}{ds}$ zastąpiono przez równoważną mu długość prostopadłej r, opuszczonej z punktu, w którym oś z przebija dany przekrój, na styczną do konturu tego przekroju.

Zastanówmy się teraz jakiemu obciążeniu, działającemu w płaszczyźnie końca wolnego, odpowiadają naprężenia, przedstawione wzorami *(6)* i *(7)*. W tym celu określmy tzw. wektor główny o składowych X i Y oraz moment główny napięć zewnętrznych na tym końcu, sprowadzonych np. do punktu O', w którym oś z przebija płaszczyznę końca wolnego. Tym samym napięcia zewnętrzne sprowadzamy do siły wypadkowej przyczepionej w punkcie O' oraz do pary sił, działających w płaszczyźnie „prawej" podstawy.

Zauważmy przede wszystkim, że napięcia normalne σ w dowolnym przekroju (nie tylko na końcu wolnym) nie posiadają wypadkowej w kierunku osi z. Istotnie, jeżeli przez h oznaczymy (dla większej prostoty) stałą grubość ścianek, wówczas przez całkowanie wyrażenia *(6)* wzdłuż zamkniętego obwodu przekroju względem zmiennej s (tego rodzaju całkowanie oznaczone będzie symbolem $\oint$) otrzymuje się wyrażenia

$$\oint hxds \quad \text{i} \quad \oint hyds\,,$$

które przedstawiają momenty statyczne przekroju odpowiednio względem osi y i x. Te zaś są równe zeru, gdyż z założenia osie x i y są głównymi środkowymi osiami bezwładności.

Poza tym, ponieważ założyliśmy, że obciążenie na wolnym końcu dźwigara działa w płaszczyźnie (prawej) podstawy, więc dla $z = l$ naprężenia σ powinny znikać dla wszystkich wartości x i y, odpowiadających konturowi. Wynika stąd ze wzoru *(6)*, że jest

$$\left.\begin{aligned} 2ml &= n \\ \text{oraz} \qquad 2pl &= q\,, \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

zatem ostatecznie

$$\sigma = E(2mx + 2py)(l - z)\,. \qquad (9)$$

Obliczmy z kolei wypadkowe X i Y napięć $h\tau$ na końcu wolnym dźwigara w kierunku osi x i y (czyli składowe wektora głównego) oraz moment tych napięć względem osi z (będzie to składowa M_z momentu głównego względem bieguna O').

W tym celu zauważmy przede wszystkim, że naprężenia *(7)* i *(8)*, działające na element objętości wycięty ze ścianki dźwigara, powinny pozostawać w równowadze; jest to równoważne spełnieniu przez nie następującego różniczkowego równania równowagi:[5])

$$\frac{\partial \sigma}{\partial z} + \frac{d\tau}{ds} = 0\,. \qquad (10)$$

[4]) Por. np. [4] wzory *(2)* i *(4)*.

[5]) Por. np. [4] wzór *(c)*.

Stąd po scałkowaniu przy uwzględnieniu *(9)* jest

$$h\tau = 2\,EmS_y + 2\,EpS_x + h\tau_0\,, \tag{11}$$

gdzie ostatni składnik po prawej stronie oznacza stałą całkowania, zaś symbole S_x i S_y posiadają następujące znaczenia:

$$\left.\begin{aligned} S_x &= \int_0^s hyds\,, \\ S_y &= \int_0^s hxds\,. \end{aligned}\right| \tag{12}$$

Jak widać, naprężenia ścinające nie zależą od zmiennej z, są wobec tego jednakowe dla wszystkich przekrojów poprzecznych.

Rzutując naprężenia τ odpowiednio na osie x i y, otrzymuje się wypadkowe X i Y siły, obciążającej koniec dźwigara:

$$\left.\begin{aligned} \oint h\tau \frac{dx}{ds}\,ds &= X\,, \\ \oint h\tau \frac{dy}{ds}\,ds &= Y\,. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Po podstawieniu wartości $h\tau$ z *(11)* i wykonaniu całkowania przez części, otrzymuje się ostatecznie następujące wartości stałych m i p:

$$\left.\begin{aligned} m &= -\frac{X}{2\,EJ_y}\,, \\ p &= -\frac{Y}{2\,EJ_x}\,, \end{aligned}\right| \tag{14}$$

gdzie J_x i J_y oznaczają odpowiednio główne środkowe momenty bezwładności przekroju.

Z kolei podstawiamy obliczone wyrażenia dla stałych m i n z powrotem do wzoru (9) dla naprężenia normalnego i otrzymujemy znany dobrze z elementarnej mechaniki technicznej wzór

$$\sigma = \frac{M_x}{J_x}\,y - \frac{M_y}{J_y}\,x\,. \tag{15}$$

We wzorze powyższym oznaczają (przy stosownym obiorze znaków)

$$\left.\begin{aligned} M_x &= -X(l-z)\,, \\ M_y &= Y(l-z)\,, \end{aligned}\right| \tag{16}$$

odpowiednio składowe momentu zginającego w dowolnym przekroju z.

Tym samym obliczone zostały naprężenia normalne w dowolnym przekroju dźwigara w zależności od składowych wektora głównego napięć zewnętrznych, działających na koniec wolny.

Należy teraz obliczyć naprężenia ścinające τ. W tym celu zauważmy przede wszystkim, że przemieszczenie w powinno być funkcją ciągłą zmiennej s, gdyż w przeciwnym razie mogłyby powstać skoki tej funkcji, równoznaczne fizycznie rozwarstwieniu materiału dźwigara wzdłuż tworzących. Wynika stąd, że we wzorze *(3)* winno być np.

$$F(O) = F(L)\,, \tag{17}$$

gdzie lewa strona równości oznacza wartość funkcji $F(s)$ w miejscu $s = O$, prawa zaś — wartość tej funkcji w tym samym miejscu lecz po dokonaniu obiegu wzdłuż całego konturu o długości L. Na zasadzie wzoru *(17)* otrzymuje się przez całkowanie obu stron równości *(7)*

$$\oint h\tau ds = 2\,Ghcf\,, \tag{18}$$

gdzie f jest pełnym polem przekroju, ograniczonym konturem L.

Podstawmy z kolei wartość $h\tau$ z wzoru *(11)*, do wzoru *(18)*. Otrzymujemy stąd wartość stałej $h\tau_0$ oraz dalej po prostych przekształceniach następujący wzór dla naprężeń ścinających:

$$\left.\begin{aligned} h\tau = &-\frac{X}{J_y}S_y - \frac{Y}{J_x}S_x + \frac{X}{J_yL}\oint S_yds + \\ &+ \frac{Y}{J_xL}\oint S_xds + \frac{2\,Ghcf}{L}\,. \end{aligned}\right| \tag{19}$$

Moment powyższych napięć względem osi z winien, oczywiście, dać odpowiednią (jedyną na końcu wolnym dźwigara) składową M_z momentu głównego napięć zewnętrznych. Mnożymy zatem prawą stronę równości *(19)* przez ramię momentów elementarnych równe r i całkujemy wzdłuż całego konturu. Wyrażenie, które otrzymuje się, winno być właśnie równe M_z.

Ostatecznie po prostych przekształceniach otrzymuje się następujący wzór:

$$Yx_{sp} - Xy_{sp} + \frac{4\,Ghf^2}{L}\,c = M_z\,, \tag{20}$$

gdzie przyjęto oznaczenia

$$x_{sp} = -\frac{1}{J_x}\left(\oint S_xrds - \frac{\oint S_xds}{L}\,2\,f\right), \tag{21}$$

$$y_{sp} = \frac{1}{J_y}\left(\oint S_yrds - \frac{\oint S_yds}{L}\,2\,f\right). \tag{22}$$

Przyjrzyjmy się teraz uważnie wzorowi *(20)*. Jeżeli pierwsze dwa składniki po lewej stronie przenieść na stronę prawą i tę ostatnią oznaczyć przez M_{sp}, czyli

$$M_{sp} = M_z - (Yx_{sp} - Xy_{sp})\,, \tag{23}$$

wówczas okazuje się, że, jak wiadomo z mechaniki teoretycznej, M_{sp} przedstawia składową momentu głównego, sprowadzonego już nie do punktu O' lecz do pewnego punktu SP o współrzędnych x_{sp}, y_{sp} w układzie pierwotnym x, y, z.

Współrzędne tego charakterystycznego punktu *SP* (x_{sp} i y_{sp} według wzorów *21* i *22*) są niezależne od tego, jaki przekrój rozpatrujemy. Zatem punkty *SP* wszystkich przekrojów poprzecznych dźwigara układają się na pewnej prostej (osi) równoległej do tworzących. Oś tę nazwano osią środków sił poprzecznych, lub osią ścinania.[6]) Zobaczymy zaraz jaką rolę odgrywa ona przy obliczaniu naprężeń.

Ze wzoru *(20)* można obliczyć wartość nieokreślonej dotąd stałej c, mianowicie

$$c = \frac{M_{sp} L}{4\,Ghf^2}. \qquad (24)$$

Jeżeli teraz podstawić powyższą wartość do wzoru *(19)* dla naprężeń ścinających, wówczas otrzymuje się

$$\left.\begin{aligned} h\tau = -\frac{X}{J_y} S_y - \frac{Y}{J_x} S_x + \frac{X}{J_y L}\oint S_y ds + \\ + \frac{Y}{J_x L}\oint S_x ds + \frac{M_{sp}}{2f}. \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

Jest rzeczą zrozumiałą, że napięcia zewnętrzne (obciążenie) muszą być rozmieszczone wzdłuż konturu przekroju końcowego tak, jak to przepisuje wzór *(25)*. Gdyby było inaczej, wówczas wzór *(25)* dla naprężeń obowiązywałby zgodnie z zasadą Saint-Venanta dopiero w pewnej (zresztą niewielkiej) odległości od końca wolnego; na odcinku zaś bliskim końca wolnego istniałyby naprężenia różne od tych, jakie podaje wzór *(25)*. Pomijamy tego rodzaju zaburzenia lokalne naprężeń i przyjmujemy, że na obciążenie dźwigara składają się napięcia, rozłożone podług wzoru *(25)*.

Jak widać, zarówno naprężenia normalne (wzór *15*), jak i naprężenia ścinające (wzór *25*) można obliczyć, znając wymiary dźwigara i składowe siły, obciążającej przekrój końcowy dźwigara, oraz jej moment względem osi podłużnej z.

Dla obliczenia naprężeń znajomość położenia osi ścinania nie jest konieczna, jednakże moment M_{sp}, występujący we wzorze *(25)*, nie jest niczym innym, jak momentem napięć zewnętrznych względem tej osi (por. wzór *23*). Zatem, o ile by było z góry znane położenie tej osi, obliczenie wielkości naprężeń dałoby się przeprowadzić w sposób nieco prostszy.

Przyjrzyjmy się z kolei wzorowi *(25)*. Pierwsze cztery składniki przedstawiają wielkość naprężeń ścinających w wypadku, gdy $M_{sp} = O$. Oznacza to, że siła, obciążająca przekrój końcowy, przecina w tym wypadku oś sił poprzecznych. Mówimy wówczas, że dźwigar ulega wyłącznie zginaniu, gdyż, jak zaraz się przekonamy, przekroje jego nie ulegają obrotowi w swych płaszczyznach i jedynie przesuwają się ruchem postępowym w kierunku osi x i y. Jeżeli z kolei założyć, że obciążenie, działające na dźwigar, sprowadza się do samej tylko pary sił, czyli że $X = O$ i $Y = O$, wówczas we wzorze *(25)* pozostaje po prawej stronie jedynie wyraz ostatni. Otrzymuje się wówczas znany powszechnie ze statyki lotniczej wzór Bredta. Oczywiście, w tym wypadku obojętne jest względem jakiej osi obliczony zostaje moment napięć zewnętrznych. Wynika to również ze wzoru *(23)*, który przybiera postać

$$M_{sp} = M_Z.$$

W celu znalezienia wielkości obrotu ϑ poszczególnych elementów przekroju poprzecznego dokoła osi równoległych do osi z, można najprościej posłużyć się znanym z teorii sprężystości wzorem

$$\vartheta = \frac{1}{2}\left(\frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy}\right). \text{ [7])} \qquad (26)$$

Podstawiając do powyższego wzoru na miejscu u i v ich wartości z *(1)* i *(2)* otrzymuje się

$$\vartheta = cz \qquad (27)$$

oraz na podstawie *(24)*

$$\vartheta = \frac{M_{sp} L}{4\,Ghf^2} z. \qquad (28)$$

Jest to znany również dobrze wzór dla kąta skręcenia. Należy tutaj zwrócić uwagę na dwie sprawy. Po pierwsze, wszystkie elementy danego przekroju dźwigara obracają się o ten sam kąt, zatem nasze założenie, że przekroje poprzeczne pozostają sztywne w swych płaszczyznach, zostało spełnione. Po drugie, gdy wypadkowa napięć zewnętrznych, obciążających koniec wolny dźwigara, przechodzi przez oś ścinania, dźwigar — jak to już poprzednio powiedziano — nie ulega skręceniu (wówczas bowiem $M_{sp} = O$).

Dla konstruktora lotniczego wszelkie skręcenie dźwigara, wywołujące zmianę kąta natarcia skrzydła, nie może być, oczywiście, obojętne. Wynika stąd, że znajomość położenia osi ścinania, aczkolwiek nie konieczna dla obliczenia naprężeń, jest dlań pożyteczna, gdyż pozwala mu na dobieranie wymiarów i kształtu konstrukcji w ten sposób, aby linia działania obciążenia przechodziła w pożądanej odległości od osi ścinania. Ze wzorów *(21)* i *(22)* jest widoczne, że położenie osi ścinania nie zależy od tego, w jakich trzech punktach przekrój podporowy przytwierdzony zostaje do sztywnego podłoża. Jednakże w danym wypadku przekrój ten powinien mieć zapewnioną możność swobodnego „paczenia się". Ten wniosek wynika wprost ze wzoru *(3)* dla przemieszczenia w, które przy $z = O$ nie znika, lecz staje się równe $F(s) - ex + fy$:

$$w_0 = F(s) - ex + fy. \qquad (29)$$

Co do nieznanej dotychczas funkcji $F(s)$, to można wartość jej wyznaczyć ze wzoru *(7)*, mianowicie

$$F(s) = \frac{1}{G}\int_0^s \tau\, ds - \frac{M_{sp} L}{4\,Ghf^2}\int_0^s r\, ds + k, \qquad (30)$$

[6]) Wzory dla współrzędnych środka ścinania wyprowadzono w formie nieco ogólniejszej niż *(21)* i *(22)* jeszcze w 1939 r. Por. [5].

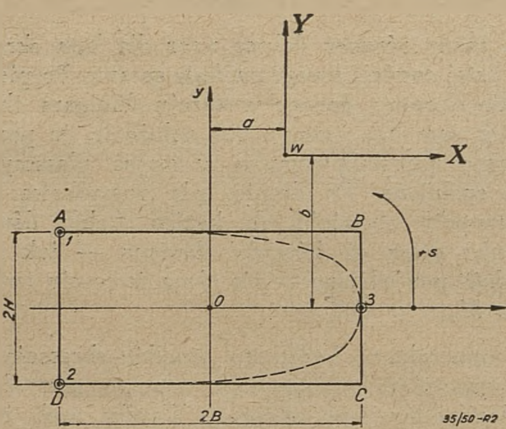
[7]) Por. np. [1] str. 40.

gdzie dla τ należy podstawić jego wartość *(25)*, zaś k oznacza (na razie nieznaną) stałą całkowania.

W dotychczasowych rozważaniach obliczone zostały wszystkie stałe, figurujące we wzorach *(1)* $\div$ *(3)*, za wyjątkiem e i f oraz k (wzór 30), mianowicie: m i p według wzorów *(14)*, n i q według wzorów *(8)* oraz c według wzoru *(24)*.

Dla wyznaczenia trzech pierwszych stałych należy obrać współrzędne x i y trzech punktów, w których dźwigar zostaje utwierdzony. Wówczas ze wzoru *(29)* otrzymuje się układ trzech równań liniowych względem e, f, k i niejednorodnych, z których można określić wartości nieznanych stałych. Wartości ich atoli zależą od rodzaju obciążenia, gdyż w odpowiednich wyrażeniach występują, jak łatwo zauważyć. wielkości X, Y oraz M_{sp}.

Dla większej jasności dalszych wywodów poprzestaniemy na przykładzie dźwigara o przekroju prostokątnym $2H \times 2B$, gdzie pierwszy wymiar odpowiada kierunkowi osi y (rys. 2).



Rys. 2.

Przekrój taki przedstawia z dość grubym przybliżeniem część pracującą skrzydła w tzw. skrzydłach jednodźwigarowych (por. linię przerywaną na rys. 2), z których usunięto pasy dźwigara.

Mówiliśmy już, że gdy wypadkowa obciążenia nie przecina osi ścinania, przekroje dźwigara ulegają obrotowi w swych płaszczyznach. Zachodzi pytanie dokoła jakich punktów obroty te następują? W wypadku dźwigara o przekroju prostokątnym chciałoby się rzec, że obroty te następują dokoła punktów, położonych na osi podłużnej, jako przedstawiającej oś symetrii dźwigara. Zobaczymy zaraz, że tak na ogół nie jest i że intuicyjne podejście do zagadnienia byłoby w danym wypadku dość zwodnicze.

Przyjmijmy — dla większej naoczności rozumowań — że tzw. okucia zostały umieszczone w punktach *1* i *2*, odpowiadającym końcom A i D lewej pionowej ścianki przekroju podporowego (rys. 2), oraz w punkcie *3*, połowiącym prawą pionową ściankę BC. Punkty *1*, *2*, *3* są to punkty, w których dźwigar zostaje unieruchomiony. Oznaczmy przez h (stałą) grubość ścianek, a przez a i b odpowiednio współrzędne punktu W (rys. 2), przez który przechodzi wypadkowa napięć zewnętrznych. Wówczas funkcje S_x i S_y, określone wzorami *(12)*, przybierają kolejno wzdłuż ścianek przekroju, poczynając od punktu *3*, następujące wartości:

Na ściance	S_x	S_y
3 — B	$\frac{h}{2}y^2$	hBy
B — A	$hH(B+\frac{H}{2}-x)$	$\frac{h}{2}(B^2+2BH-x^2)$
A — D	$h(2BH+H^2-\frac{y^2}{2})$	hBy
D — C	$hH(B+\frac{H}{2}\quad x)$	$-\frac{h}{2}(B^2+2BH-x^2)$
C — 3	$\frac{h}{2}y^2$	hBy

Jest zrozumiałe, że wartości S_x i S_y, przedstawiające (po dokonaniu pełnego obiegu od $s = O$ do $s = L$) momenty statyczne przekroju odpowiednio względem osi x i y, są równe zeru w punkcie *3*, gdyż osie x i y są w danym wypadku osiami środkowymi. Jeżeli wartości S_x i S_y, uwidocznione w powyższej tabliczce, podstawić do wzorów *(21)* i *(22)* dla współrzędnych środków ścinanie i wykonać całkowanie, wówczas okazuje się, że w danym wypadku jest $x_{sp} = y_{sp} = O$, co było do przewidzenia ze względu na symetrię przekroju. Oś ścinania pokrywa się zatem tutaj z osią podłużną dźwigara niezależnie, oczywiście, od wyboru punktów utwierdzenia.

Należy zaznaczyć, że podana wyżej tabliczka pozwala również bezpośrednio obliczyć wydatek naprężeń ścinających, przedstawiony wzorem *(25)*. W danym razie całka zamknięta, w której występuje funkcja S_y, okazuje się równa zeru, zaś pozostała całka zamknięta posiada wartość

$$2\,hH(B+H)\,(2\,B+H).$$

Z kolei, przyjmując dla punktów *1*, *2*, *3* $w_0 = O$, otrzymujemy na podstawie *(29)* przy uwzględnieniu *(25)* oraz *(30)* następujące dwa równania dla wyznaczenia stałych e i f:

$$\left.\begin{aligned} 2\,eB + f\,H &= \frac{X}{Gh}\,(R+Sb) - \frac{Y}{Gh}\,\left(\frac{1}{4} + Sa\right), \\ 2\,eB - f\,H &= \frac{X}{Gh}\,(R-Sb) + \frac{Y}{Gh}\,\left(\frac{1}{4} + Sa\right). \end{aligned}\right| \quad (31)$$

Pozostałe równanie, odpowiadające unieruchomieniu punktu *3*, pozwoliło wyznaczyć stałą k jako równą Be. Symbole R i S oznaczają nieskomplikowane wielomiany ułamkowe, których dla braku miejsca nie będziemy tutaj podawać.

Przez dodanie i następnie odjęcie równań *(31)* otrzymuje się następujące wartości nieznanych jeszcze dotychczas stałych e i f:

$$e = \frac{XR}{2\,GhB},$$

$$f = \frac{l}{GhH}\left| XSb - Y\left(\frac{l}{4} + Sa\right) \right|. \qquad (32)$$

Dla odnalezienia miejsca geometrycznego punktów, dokoła których obracają się poszczególne przekroje poprzeczne dźwigara w trakcie odkształcenia, czyli tzw. osi skręcenia, należy z równań *(1)* i *(2)* wyznaczyć współrzędne x_{ss} i y_{ss} punktów, które nie ulegają przesunięciu (dla punktów tych winno być $u = v = O$). Czyniąc zatem prawe strony tych równań równe zeru, otrzymujemy

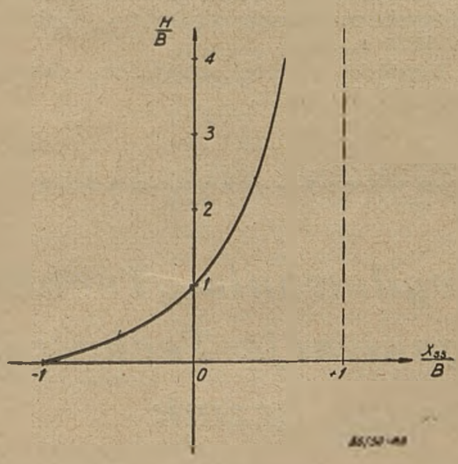
$$x_{ss} = \frac{l}{c}\left(-\frac{p}{3}z^2 + \frac{q}{2}z + f\right), \qquad (33)$$

$$y_{ss} = \frac{l}{c}\left(\frac{m}{3}z^2 - \frac{n}{2}z - e\right), \qquad (34)$$

gdzie wielkości m, n, p, q, c, e, f są określone odpowiednio wzorami *(8)*, *(14)*, *(24)* i *(32)*. Załóżmy na chwilę, że na dźwigar działa wyłącznie para sił M_{sp} co oznacza, że $X = Y = O$. Wówczas jest $m = n = p = q = e = O$, a że w danym razie jest $M_{sp} = Ya - Xb \neq O$ więc z *(33)* i *(34)* otrzymuje się

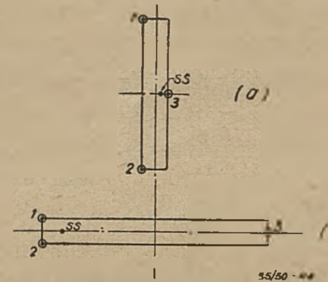
$$x_{ss} = \frac{f}{c} = -\frac{B\,(B - H)}{B + H}, \qquad (35)$$

$$y_{ss} = \frac{e}{c} = 0. \qquad (36)$$



Rys. 3.

Jak widać ze wzorów *(35)* i *(36)*, przy czystym skręcaniu dźwigara skrzynkowego utwierdzonego w trzech punktach jak na rys. 2, oś skręcenia (w danym wypadku prosta i równoległa do osi z), leży w płaszczyźnie osi x i z w zmiennej odległości x_{ss} od osi z, zależnie od stosunku wymiarów przekroju. Wykres na rys. 3 uwidacznia zmienność stosunku $\frac{x_{ss}}{B}$ w zależności od stosunku $\frac{H}{B}$. Z wykresu tego wynika, że w przekrojach poziomo wydłużonych (rys. 4) środek skręcenia jest bliski ścianki (lewej) utwierdzonej w dwóch punktach *1* i *2;* gdy natomiast przekrój jest wydłużony w kierunku pionowym, środek skręcenia przybliża się do punktu *3*, leżącego na prawej ściance. Dla przekroju kwadratowego oś skręcenia pokrywa się z osią podłużną dźwigara (przedstawiającą równocześnie oś ścinania). Ten ostatni wniosek wynika wprost z twierdzenia ogólnego, że w przekrojach, które nie ulegają spaczeniu pod wpływem czystego skręcania — a są nimi wszystkie wieloboki wpisane w koło o ściankach równej grubości — oś skręcenia pokrywa się zawsze z osią podłużną niezależnie od obioru punktów utwierdzenia.[8])



Rys. 4.

Powróćmy znów do wzorów *(33)* i *(34)* i załóżmy w nich $X = O$. Oznacza to, że dźwigar jest poddany działaniu napięć zewnętrznych, które sprowadzają się do siły wypadkowej Y położonej w odległości a od osi z.

W tym wypadku jest $m = n = o$ oraz $e = o$. Ze wzorów *(33)* i *(34)* przy uwzględnieniu *(8)*, *(14)*, *(24)* i *(32)* otrzymuje się

$$x_{ss} = -\frac{B}{(B+H)\,(3B+H)}\left| (B - H)\,(3B + H) + \frac{Bz(3\,l - z) + 4\,BH\,(3\,B + H)}{a} \right|, \qquad (37)$$

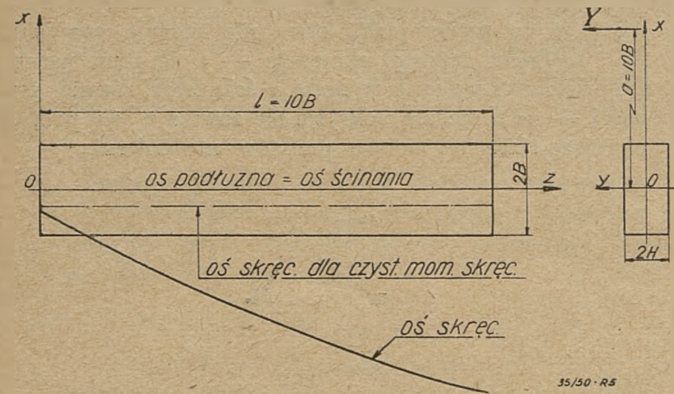
$$y_{ss} = 0. \qquad (38)$$

Ze wzorów powyższych (w których przyjęto $E = 2G$) widoczne jest, że oś skręcenia nie jest w ogólnym wypadku linią prostą, lecz przedstawia krzywą paraboliczną, leżącą w płaszczyźnie xz. Gdy ramię rośnie tzn. gdy siła obciążająca oddala się od środka sił poprzecznych i skręcanie przeważa nad zginaniem, wzór *(37)* dla x_{ss} zdąża stopniowo do wzoru *(35)*. Gdy natomiast a maleje do zera, a co za tym idzie wpływ skręcania staje się coraz mniejszy, środek skręcenia pozostając wciąż na osi x, oddala się coraz bardziej od środka sił poprzecznych.

8) Por. [6].

Jest to zrozumiałe, gdyż w tym ostatnim wypadku poszczególne punkty przekrojów dźwigara doznają przemieszczeń coraz bardziej zbliżonych do czystej translacji (ruchu postępowego), która jest równoważna obrotowi dokoła osi, znajdującej się „w nieskończoności".

Wzór *(37)* daje się również wyprowadzić bezpośrednio w sposób elementarny drogą wyznaczenia osi obrotu, zastępującego przesunięcie postępowe (gdy $M_{sp} = O$ i $Y \neq O$) oraz obrót dokoła osi, określonej równaniami *(35)* i *(36)* (gdy $Y = O$ i $M_{sp} \neq O$).



Rys. 5.

Do podobnych wniosków doprowadza nas rozważanie wypadku, w którym $Y = O$ i $X \neq O$. Tutaj środek skręcenia wędruje w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzny yz i odległej od tej ostatniej o

$$x_{ss} = -\frac{B(B-H)}{B+H}. \qquad (35)$$

Gdy $b \to \infty$, tzn. gdy coraz bardziej przeważa skręcanie nad zginaniem, oś sił poprzecznych wyprostowuje się i przybiera położenie opisane wzorami *(35)* i *(36)* dla czystego skręcania. Przeciwnie, gdy $b \to O$ i wpływ skręcania coraz bardziej zanika, oś skręcenia oddala się do nieskończoności. Jest zrozumiałe, że w wypadku najogólniejszym, gdy zarówno X jak i Y nie są równe zeru, oś skręcenia może wędrować w przestrzeni w bardzo szerokich granicach.

Z tego, co zostało powiedziane wynika, że dla przyjętego sposobu zamocowania pojęcie osi sprężystej, pod którym rozumie się często prostą, łączącą w sobie cechy osi ścinania i osi skręcania, na ogół nie istnieje.[9])

Należy tutaj zwrócić uwagę na pewną charakterystyczną okoliczność. Mianowicie, oddalanie się osi skręcenia występuje równolegle ze zmniejszaniem się wpływu samego skręcania, w związku z czym wynik jego, tzn. obrót przekrojów, staje się nikły i może być zaniedbany. W tym wypadku chodzi więc raczej o obliczenie wpływu zginania, wyrażającego się ugięciem skrzydła. Natomiast gdy wpływ skręcania wzmaga się, oś skręcenia zbliża się coraz bardziej do położenia i postaci granicznych, opisanych wzorami *(35)* i *(36)*. Znajduje się więc w skończonej odległości od osi z. I w tym zatem wypadku przemieszczenia. wywołane obrotem przekrojów, nie są znaczne.

---

9) Por. również [1] str. 357.

PRACE WYMIENIONE W TEKŚCIE.

[1] M. T. Huber. Teoria Sprężystości. Tom I. Nakładem P.A.U. Kraków. 1948 r.

[2] W. Burzyński. Skręcenie bez skręcania. Przegląd Mechaniczny. 1949 r. Zesz. 7—8—9.

[3] J. Nowiński. Naprężenia w konstrukcjach cienkościennych. Technika Lotnicza. 1949 r. Zesz. 2(5).

[4] J. Nowiński. O pewnej metodzie obliczenia cienkościennych dźwigarów wspornikowych osadzonych swobodnie. Biuletyn Inst. Techn. Lotn. 1947 r. Nr 4.

[5] A. Grzędzielski i J. Nowiński. Środek sił poprzecznych i środek skręcenia przekrojów belek cienkościennych osadzonych swobodnie. Technika Lotnicza. 1939 r. Nr 1.

[6] J. Nowiński. Teoria dźwigarów cienkościennych zbieżnych. W druku.

Inż. STANISŁAW WÓJCICKI
Główny Instytut Lotnictwa

Komory spalania odrzutowych silników sprężarkowych

WSTĘP

Zastosowanie odrzutowych silników sprężarkowych w lotnictwie spowodowało powstanie zupełnie nowych problemów przy spalaniu paliwa płynnego. Wymagania stawiane komorze spalania silnika lotniczego, głównie zaś duże natężenie spalania, niskie stosunkowo temperatury gazów spalinowych, jej lekkość i ograniczone wymiary nie pozwalały na oparcie się na konstrukcjach stosowanych dotychczas w urządzeniach innego typu. Z drugiej strony brak podstaw teoretycznych dla należytego zobrazowania zjawisk aerodynamicznych, fizycznych i chemicznych zachodzących w komorze zmusił do przeprowadzenia olbrzymiej ilości badań, które dały w rezultacie szereg standartowych typów komór. Przedstawienie dotychczasowych wyników doświadczeń jest celem niniejszego artykułu.

WIELKOŚCI CHARAKTERYSTYCZNE. SPRAWNOŚĆ.

a) *Sprawność cieplna.*

Sprawność cieplna uwzględnia straty wywołane przez niezupełne spalanie oraz na skutek promieniowania i przewodnictwa.

Definiowana jest ona w dwojaki sposób:

1) jako stosunek zużycia paliwa w komorze idealnej i rzeczywistej

$$\eta_{c1} = \frac{g_i}{g}$$

Oznaczając: $\triangle i_p$ — przyrost entalpii czystego powietrza odpowiadający przyrostowi temperatury w komorze *(Kal/kG)*,

W_u — wartość opałowa paliwa *(Kal/kG)*,

i_{g1} — entalpia paliwa w temp. początkowej *(Kal/kG)*,

$i_{\lambda 2}$ — entalpia produktów spalania H_2O, CO_2 itp. minus entalpia O_2 zużytego do spalania,

g — rzeczywiste zużycie paliwa w kG/kG powietrza,

g_i — zużycie paliwa w komorze idealnej w kG/kG powietrza,

otrzymamy z bilansu cieplnego po przekształceniu:

$$g_i = \frac{\triangle i_p}{W_u + i_{g1} - i_{\lambda 2}}$$

stąd

$$\eta_{c1} = \frac{\triangle i_p}{g(W_u + i_{g1} - i_{\lambda 2})} \qquad (1)$$

2) jako stosunek przyrostu entalpii w komorze rzeczywistej $(\triangle I)$ i idealnej $(\triangle I_i)$.

$$\eta_{c2} = \frac{\triangle I}{\triangle I_i}$$

ponieważ

$$\triangle I = g \cdot W_u$$

$$\triangle I = \triangle i_p + g(i_{\lambda 2} - i_{g1})$$

otrzymamy

$$\eta_{c2} = \frac{\triangle i_p}{g \cdot W_u} + \frac{i_{\lambda 2} - i_{g1}}{W_u} \qquad (2)$$

Porównanie dwu tych definicji prowadzi do następujących wniosków:

a) w obydwu definicjach przyjęta sprawność zdąża asymptotycznie do 100%,

b) obydwie pozwalają na porównywanie różnych komór spalania,

c) wadą definicji drugiej jest jej zależność od stanu odniesienia,

d) definicja pierwsza jest bardziej zgodna z rzeczywistym zadaniem komory, a mianowicie wytwarzania spalin o określonej temperaturze.

Różnice między η_{c1} i η_{c2} wynoszą w granicach sprawności *90 ÷ 100%, od 1,2 do 0%.*

b) *Sprawność mechaniczna.*

Dla określenia sprawności mechanicznej stwarzamy pojęcie „mechanicznie" idealnej komory spalania.

Komorę taką charakteryzuje:

1) ta sama temperatura, ciśnienie i prędkość na wlocie oraz temperatura i skład spalin na końcu, jak dla przepływu rzeczywistego,

2) przepływ bez strat ciśnienia $(\triangle p = 0)$,

3) brak strat energii na napęd urządzeń pomocniczych $(E = 0)$.

Sprawnością mechaniczną komory spalania nazywamy stosunek spadku entalpii, jaki jest możliwy do uzyskania w silniku po wyjściu spalin z komory rzeczywistej $(\triangle i_{rz})$ do spadku możliwego do uzyskania w wypadku użycia komory idealnej mechanicznie $(\triangle i_i)$.

Strata spadku entalpii spowodowana spadkiem ciśnienia w komorze wynosi *(rys. 1).*

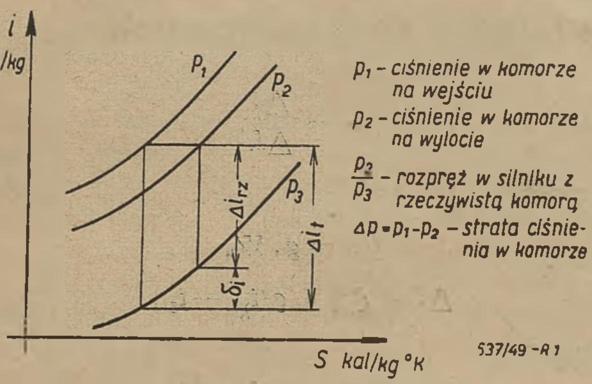
$$\delta i = \triangle i_i - \triangle i_{rz}$$

Całkowita strata mechaniczna po uwzględnieniu strat na napęd akcesorii

$$\delta i_c = \delta i + E$$

Stąd sprawność mechaniczna

$$\eta_M = \frac{\Delta i_t - \Delta i_c}{\Delta i_t} = 1 - \frac{\Delta i_c}{\Delta i_t} \qquad (3)$$



Rys. 2. Schemat zapłonu przy pomocy świecy wtryskowej według patentu inż. W. Narkiewicza.

c) *Sprawność ogólna.*

Sprawność ogólną definiujemy jako stosunek odniesionej do *1 kG* paliwa energii, która może być zamieniona na pracę efektywną czynnika wylatującego z komory rzeczywistej, do w ten sam sposób rozumianej energii czynnika wylatującego z komory idealnej.

$$\eta_o = \frac{L_e \cdot \frac{1+g}{g}}{\left[L_e + \Delta i_t \left(1 - \eta_M\right)\right] \cdot \frac{1+g_i}{g_i}}$$

ponieważ

$$\frac{1+g}{1+g_i} \approx 1 \quad \text{a} \quad \frac{g_i}{g} = \eta_{c_1} = \eta_c$$

więc

$$\eta_o = \eta_c \left[\frac{L_e}{L_e + \Delta i_t (1 - \eta_M)}\right]$$

lub

$$\eta_o = \frac{\eta_c}{1 + \frac{1 - \eta_M}{\frac{L_e}{\Delta i_t}}} \qquad (4)$$

gdzie L_e — energia wylatującego z komory rzeczywistej czynnika, która może być zamieniona na pracę efektywną w *kGm/kG*.

WSPÓŁCZYNNIK STRAT CIŚNIENIA

Współczynnik strat ciśnienia jest to stosunek spadku ciśnienia statycznego w komorze, do ciśnienia dynamicznego panującego na jej wlocie.

$$k = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2a} \gamma w^2} \qquad (5)$$

a — przyspieszenie ziemskie,
γ — kG/m^3 — ciężar właściwy powietrza na wlocie,
w — prędkość powietrza na wlocie *(m/sek)*.

Wartość współczynnika strat ciśnienia jest prawie stała dla danej komory i nie zmienia się ze zmianą parametrów wlotowych (prędkość, gęstość itp.), a zależy jedynie od współczynnika nadmiaru powietrza. Z tego powodu współczynnik ten umożliwia porównywanie strat przepływu różnych komór pracujących w różnych warunkach jedynie z zachowaniem stałego stosunku paliwa i powietrza.

NATĘŻENIE SPALANIA.

Natężenie spalania jest to ilość kalorii *(Q)* wywiązana w ciągu godz. w komorze, przypadająca na *1* m^3 objętości komory i *1 at* ciśnienia panującego na jej wlocie

$$I = \frac{Q}{V \cdot p \cdot \tau} \qquad \frac{Kal}{m^3 . at \ godz.} \qquad (6)$$

τ — czas spalania *(godz)*,
p — ciśnienie panujące na wlocie komory *(kG/cm^2)*,
V — objętość komory *(m^3)*.

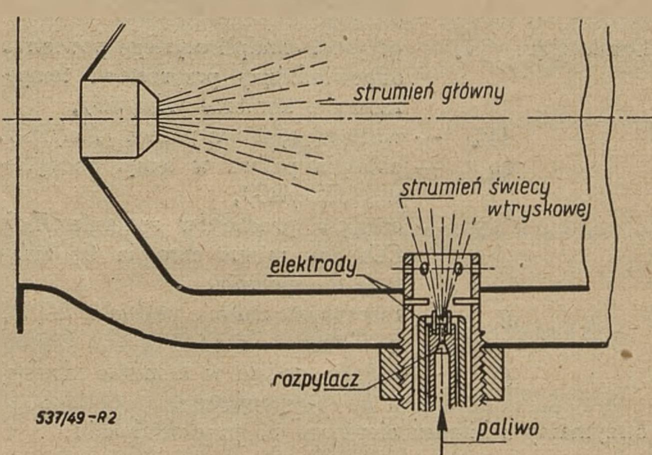
OCENA KOMÓR SPALANIA.

Na osiągi komory spalania wpływają trzy rodzaje zadań, które stawiają przed nią trzy odmienne zupełnie zakresy operacyjne.

Są to:
1) rozruch i start,
2) przyspieszanie silnika,
3) stała praca na wysokości.

W celu zapewnienia łatwości i pewności rozruchu stosowane jest w silnikach przelotowych dodatkowo paliwo rozruchowe, odznaczające się większą odparowalnością niż paliwo zasadnicze.

Dla zwiększenia stopnia pewności zapłonu zamiast zwykłych świec lotniczych używa się obecnie specjalnych świec wtryskowych.



Rys. 2. Schemat zapłonu przy pomocy świecy wtryskowej według patentu inż. W. Narkiewicza.

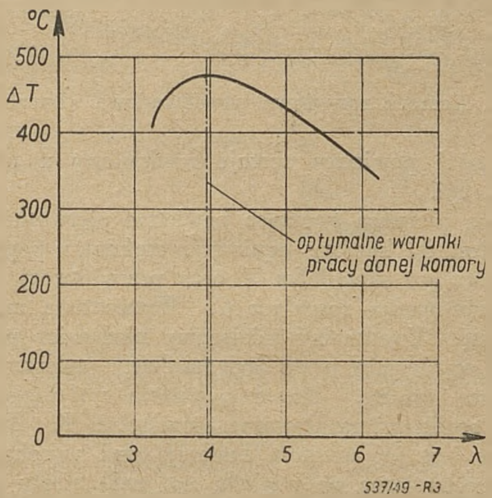
Rys. 2. przedstawia schemat takiej świecy.

Świeca ta składa się z wtryskiwacza i elektrod.

Strumień rozpylonego w powietrzu paliwa rozruchowego zostaje zapalony od iskry elektrycznej powstałej między elektrodami. Palący się strumień miesza się z głównym strumieniem mieszanki paliwowej i zapala go.

Przyspieszanie silnika, a tym samym wzrost obrotów wirnika turbosprężarki może być wywołane jedynie wzrostem temperatury przed dyszami doprowadzającymi czynnik na łopatki turbiny. Aby to uzyskać, należy zmniejszyć współczynnik nadmiaru powietrza.

Lecz czynność tę można prowadzić tylko do pewnej granicy, po przekroczeniu której następuje zalewanie płomienia paliwem i temperatura spalania obniża się.



Rys. 3. Zależność przyrostu temperatury w komorze od współczynnika nadmiaru powietrza.

Zjawisko to określa górną granicę przyspieszenia silnika. Im niższa jest temperatura wlotowa tym granica ta leży przy większych współczynnikach nadmiaru powietrza. Stąd przyspieszanie silnika jest trudniejsze w miarę wzrostu wysokości lotu. Zależność przyrostu temperatury w komorze od współczynnika nadmiaru powietrza ilustruje wykres na *rys. 3*.

Wysokość lotu ma znaczny wpływ na sprawność cieplną komory. Przy pewnej, krytycznej dla danej komory wysokości spalanie staje się skutkiem spadku ciśnienia i temperatury, niestateczne, aż wreszcie następuje zdmuchnięcie płomienia.

Zjawisko to ogranicza pułap lotu. Dla pierwszych komór wynosił on *5,5 km*, obecnie *18 km*.

W celu sprostania zadaniom stawianym komorze, powinna ona posiadać następujące cechy:

1) łatwość rozruchu na ziemi oraz niezawodność ponownego zapłonu w locie (na wysokości),
2) trwałość i odporność na zakres temperatur, w którym pracuje,
3) równomierny rozkład temperatur i prędkości spalin na wylocie z komory,
4) małe wymiary (szczególnie długość) i związane z tym duże natężenie spalania,
5) dużą sprawność ogólną,
6) niezawodność w działaniu w wymaganym zakresie prędkości przepływu powietrza, wysokości lotu oraz współczynnika nadmiaru powietrza.

Dla celów porównawczych ocena komory spalania sprowadza się właściwie do określenia dwu wielkości:

1) natężenia spalania,
2) sprawności ogólnej.

Wyznaczenie sprawności ogólnej wymaga (patrz równanie *4*) przyjęcia jako podstawy do obliczeń jakiegoś typowego silnika sprężarkowego pracującego w określonych warunkach fizycznych.

PROCESY ZACHODZĄCE W KOMORZE.

Celem komory spalania jest uzyskanie na jej końcu spalin o równomiernym rozkładzie żądanych prędkości i temperatur przy zachowaniu, podanych wyżej warunków dodatkowych.

Uzyskanie dużego natężenia spalania wymaga, by reakcja ta zachodziła w możliwie krótkim czasie przy dużej prędkości przepływu. Z drugiej strony ograniczona temperatura spalin, wywołana niezbyt jeszcze dużą odpornością łopatek turbiny na działanie cieplne zmusza do stosowania współczynnika nadmiaru powietrza w granicach $\lambda = 3 \div 6$. Przy tak wysokim współczynniku temperatura spalania jest zbyt niska dla podtrzymania ciągłego spalania przy dużej prędkości. Czynniki te zmusiły konstruktorów do rozdzielenia komory na dwie strefy.

W pierwszej paliwo miesza się z powietrzem (pierwotnym) w stosunku bliskim stechiometrycznego i spala przy małej prędkości przepływu, a więc w warunkach bardzo pomyślnych. Przestrzeń ta osłonięta jest metalowymi ściankami i nosi nazwę komory ogniowej.

W drugiej strefie przepływa z dużą prędkością czyste powietrze (wtórne), które chłodzi ścianki komory ogniowej. Część tego powietrza przez specjalne otwory dostaje się do wewnątrz komory ogniowej, reszta zaś przy pomocy odpowiednio skonstruowanych mieszalników miesza się ze spalinami dla wyrównania rozkładu prędkości i temperatur.

Czas przebiegu opisanych procesów zależy od:

1) opóźnienia zapłonu,
2) czasu trwania reakcji właściwej,
3) czasu mieszania się spalin z powietrzem wtórnym.

Opóźnienie zapłonu dzieli się na:

a) opóźnienie fizyczne — tj. czas potrzebny na rozpylenie paliwa,
b) opóźnienie termiczne — tj. czas potrzebny na odparowanie i podgrzanie paliwa do temperatury zapłonu,
c) opóźnienie chemiczne — tj. czas reakcji wstępnych.

Dobrze skonstruowana komora powinna stwarzać warunki sprzyjające do skrócenia tych czasów.

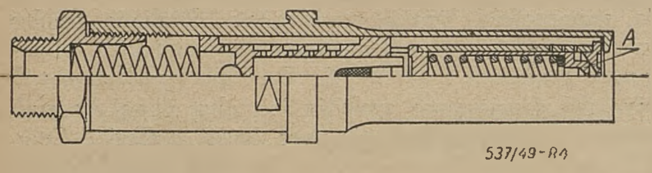
ZASADNICZE TYPY KOMÓR SPALANIA. KOMORA ROZPYŁOWA.

Komora rozpyłowa tzn. komora, w której paliwo doprowadza się przy pomocy wtryskiwaczy w postaci rozpylonej, jest obecnie najczęściej stosowanym typem komór.

Dużą trudność w komorach tego typu stanowi odpowiednie skonstruowanie wtryskiwacza. Komora powinna pracować (jak to wynika z zakresu prędkości i wysokości lotu płatowca) w zakresie stosunku największego wydatku paliwa do najmniejszego wynoszącego $10 \left(\frac{g_{max}}{g_{min}} = 10\right)$. Ponieważ wydatek zwykłego wtryskiwacza jest proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z ciśnienia wtrysku, więc stosunek największego i najmniej-

szego ciśnienia powinien wynosić *100* $\left(\frac{p_{max}}{p_{min}} = 100\right)$.

W związku z tym, że dla uzyskania dobrego rozpylenia, koniecznego do zmniejszenia opóźnienia mechanicznego i fizycznego potrzeba w warunkach normalnych przynajmniej około *10 at*, stąd maksymalne ciśnienie powinno wynosi *1000 at*, co jest oczywiście nieosiągalne. Przykładem wtryskiwacza, który może pracować przy dużym zakresie wydatku bez zbytniego wzrostu ciśnienia jest wtryskiwacz tłoczkowy *(Lubbock)*, przedstawiony na *rys. 4*.



Rys. 4. Wtryskiwacz tłoczkowy Lubbock.

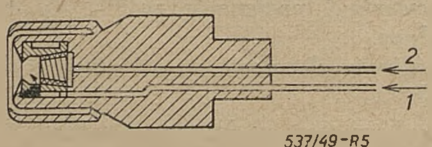
Zasada jego działania polega na tym, że wzrost ciśnienia paliwa powoduje cofnięcie się tłoczka *(A)*, a ten z kolei odsłania dodatkowe otwory, przez które może przepływać paliwo.

Jego wadą jest skomplikowana budowa, a co za tym idzie i trudność wykonania.

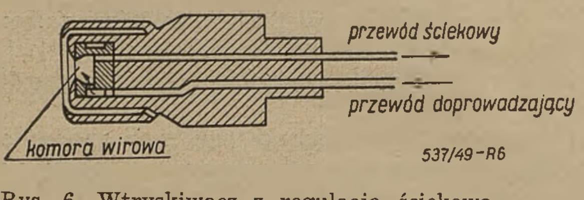
Prostsze w konstrukcji są: pokazany na *rys. 5* typu *„Duplex“* i na *rys. 6* wtryskiwacz z regulacją ściekową.

Pierwszy z nich posiada dwa komplety otworków dających ruch wirowy paliwa, do których jest ono doprowadzone niezależnymi przewodami. Odcięcie któregoś z tych przewodów zmniejsza wydatek bez wpływu na rozpylenie.

Zasada działania wtryskiwacza drugiego polega na regulacji przepływu paliwa przez otwór wylotowy przy pomocy skierowania określonej ilości paliwa z komory wirowej do przewodu ściekowego.

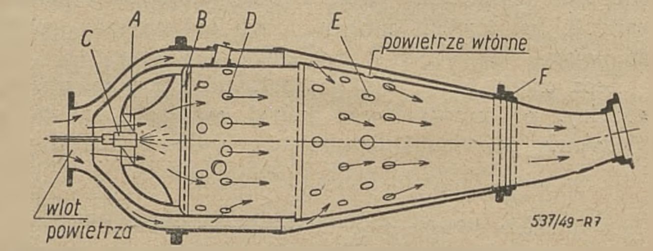


Rys. 5. Wtryskiwacz dwuprzewodowy „Duplex“.



Rys. 6. Wtryskiwacz z regulacją ściekową.

Wtryskiwacze powyższe całkowicie rozwiązują, przynajmniej narazie, problem doprowadzania do komory paliwa rozpylonego. Wtrysk paliwa w komorach rozpyłowych odbywać się może z prądem strumienia powietrza, względnie pod prąd. Stąd podział komór na współprądowe i przeciwprądowe. Komorę rozpyłową współprądową przedstawia *rys. 7*.

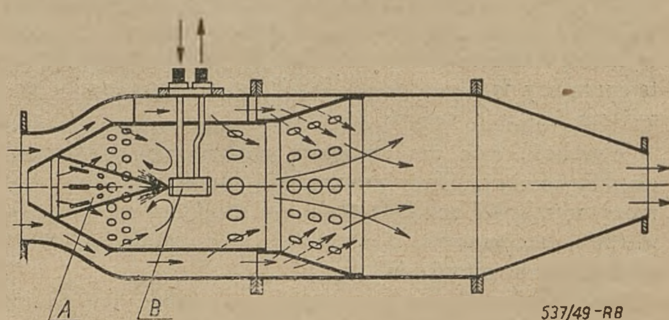


Rys. 7. Komora rozpyłowa współprądowa (Lucas).

Strumień powietrza zostaje rozdzielony u wlotu na dwie strugi.

Struga pierwsza tworząca powietrze pierwotne skierowana jest do komory ogniowej, częściowo poprzez zawirowywujące skrzydełka *A* oraz przez otwory *B*. Paliwo doprowadza rozpylacz *C*. Wytworzona mieszanka spala się. Ewentualny miejscowy niedomiar powietrza zostaje wyrównany przez doprowadzone otworami *D* i *E* powietrze wtórne. Reszta powietrza wtórnego miesza się ze spalinami wypływając szczelinami *F*. Zaletą tej komory jest jej prostota budowy oraz wysoka sprawność mechaniczna ze względu na małe straty przepływu. Wadą zaś zbyt wielka długość. Ma to olbrzymie znaczenie, szczególnie przy silnikach ze sprężarką osiową, gdyż i tak są już one zbytnio rozbudowane wzdłuż.

Na *rys. 8* przedstawiona jest rozpyłowa komora przeciwprądowa.



Rys. 8. Rozpyłowa komora przeciwprądowa.

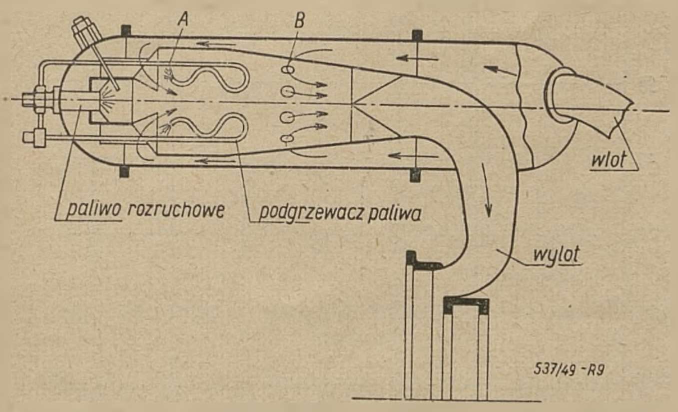
Powietrze pierwotne w komorze tej przedostaje się otworami stożka *A* i zawraca strumień paliwa rozpylonego, przez rozpylacz *B*. Powietrze wtórne doprowadzone jest przy pomocy otworów w płaszczu komory ogniowej podobnie jak w komorze poprzedniej. Należy zwrócić uwagę na to, że korzystniej jest stosować mniejszą ilość większych otworów aniżeli odwrotnie, gdyż pozwala to na głębszą penetrację strug powietrza wtórnego, co zapewnia lepsze wymieszanie.

Zaletą tej komory jest, w przeciwieństwie do poprzedniej, mała długość. Wywołane jest to zwiększeniem drogi kropel paliwa, oraz lepszymi warunkami odparowania, gdyż krople poruszające się przeciwprądowo zostają omywane przez strumień powracającej, a palącej się już, mieszanki.

Sytuację tę pogarsza nieco zlepianie się biegnących w dwu przeciwnych kierunkach i napotykających na siebie kropelek. Sprawność mechaniczna tej komory jest nieco gorsza od komory omawianej poprzednio.

KOMORA Z ODPAROWANIEM PALIWA.

Wprowadzenie tego typu komór miało na celu zmniejszenie mechanicznego i fizycznego opóźnienia zapłonu. Komora ta przedstawiona jest na *rys. 9.*



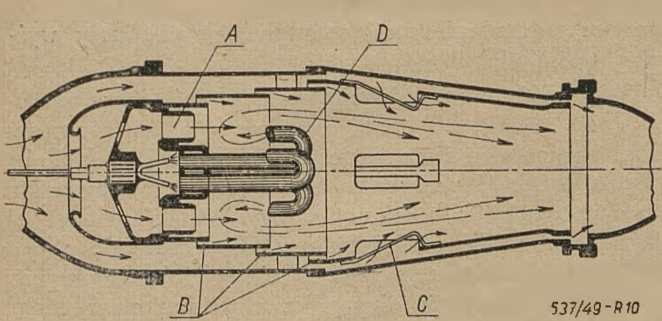
Rys. 9. Komora zwrotna z odparowaniem paliwa.

Paliwo do niej doprowadzane jest w postaci pary rurkami „*A*“, umieszczonymi w komorze ogniowej. Wtrysk pary odbywa się pod prąd podgrzanego przez oddziaływanie ścianek komory ogniowej i zawirowanego na jej wlocie powietrza.

Powietrze wtórne dostaje się do wnętrza komory ogniowej otworami *B*.

Zaletą komory są dobre warunki spalania, uzyskane przez wstępne podgrzewanie powietrza i paliwa. Wadą jest niska sprawność mechaniczna, wywołana dużymi stratami przepływu oraz niski zakres stosunku największego wydatku paliwa do najmniejszego. Niewielkie zmniejszenie λ powoduje zalewanie płomienia, zwiększenie zaś obniża odparowanie, przez co płomień wydłuża się i zagraża łopatkom turbiny przepaleniem. Dodatkową wadą komór z podgrzewaniem paliwa jest wytrącanie się z paliwa podczas podgrzewania, ciężkich węglowodorów i osadzania się ich w przewodach, co powoduje w końcu zatkanie tych przewodów.

KOMORA Z PODGRZEWANIEM MIESZANKI.



Rys. 10. Komora z podgrzewaniem mieszanki.

Paliwo w komorze z podgrzewaniem mieszanki paliwa z powietrzem doprowadzane jest do przymocowanych do ściany czołowej komory ogniowej rur zakrzywionych w formie lasek. Do tych samych lasek dochodzi część powietrza pierwotnego, tak że stosunek wytworzonej mieszaniny powietrze — paliwo wynosi od *2* do *3*. Mieszanka ta zostaje podgrzana w laskach aż do temperatury zapłonu. Wypływ mieszanki odbywa się pod prąd doprowadzonego specjalnie ukształtowanymi odcinkami rur *A* powietrza. Wymieszanie mieszanki z powietrzem zuboża ją aż do stosunku stechiometrycznego, który daje najlepsze warunki spalania.

Powietrze wtórne doprowadzone jest szczelinami *B* oraz poprzez mieszalnik *C*.

Zaletami tej komory są:

1) doskonała sprawność cieplna,
2) wysokie natężenie spalania i związana z tym mała długość,
3) dobra regulacja bez użycia skomplikowanych wtryskiwaczy (paliwo doprowadzone jest tu przez zwyczajne zakończone otworem rurki),
4) brak potrzeby stosowania wysokiego ciśnienia wtrysku, które jest nieodzowne dla uzyskania należytego rozpylenia w komorach rozpyłowych.

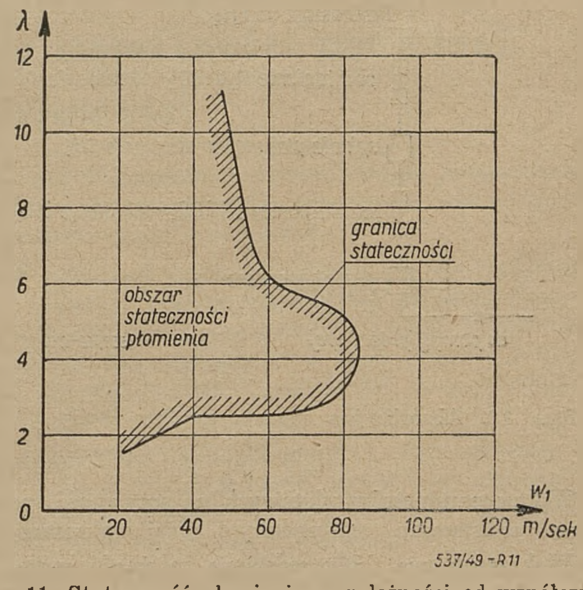
Wadą tej komory jest nieco niższa sprawność mechaniczna od komór rozpyłowych, oraz bardziej skomplikowany kształt komory ogniowej.

Wszystkie opisane komory ze względu na kształt należą do grupy komór dzbanowych. Oprócz tego typu istnieją jeszcze komory pierścieniowe, które pod względem zasady działania niczym nie różnią się od komór opisanych wyżej.

WPŁYW WARUNKÓW FIZYCZNYCH NA SPRAWNOŚĆ CIEPLNĄ KOMORY.

Najłatwiejszą metodą zbadania wpływu poszczególnych parametrów na sprawność spalania jest przeprowadzanie badania w pobliżu granicy stateczności płomienia *(rys. 11)*.

Wtedy wpływ ten łatwo daje się zauważyć i jest bardziej uchwytny rachunkowo.



Rys. 11. Stateczność płomienia w zależności od współczynnika nadmiaru powietrza i prędkości przepływu (dla komory rozpyłowej przeciwprądowej).

Uzyskanie dokładnych i zgodnych z rzeczywistością wyników zostało umożliwione dzięki rozwojowi techniki

pomiarowej: prędkości przepływu, temperatur i składu chemicznego spalin.

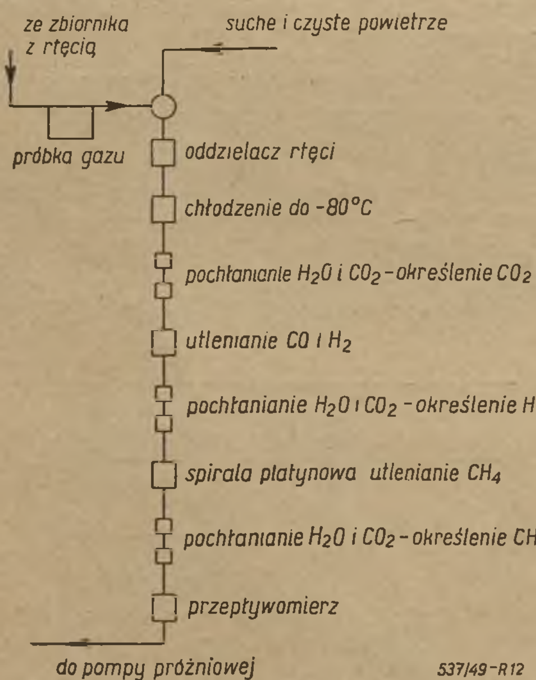
Najwięcej trudności sprawiło dokładne wyznaczenie składu chemicznego.

Normalne przemysłowe metody (aparat *Orsata*), ze względu na duży stopień rozprowadzenia, są zupełnie niewystarczające.

Dla przykładu podano udział objętościowy składników niespalonych w spalinach odpowiadających sprawności spalania $\eta = 0{,}99$ i współczynnikowi nadmiaru powietrza $\lambda = 10$,

Metan	— *0,0095%*
Wodór	— *0,032 %*
CO	— *0,0027%*
Niezmienione węglowodory	— *0,0015%*
Kwas mrówkowy	— *0,038 %*
Formaldehyd	— *0,016 %*
Węgiel	— *0,108 % mg/1 litr spalin*

Najbardziej zadawalniające wyniki analizy chemicznej dała metoda absorbcji, w której części składowe spalin wiąże się chemicznie, a po wytrąceniu waży. Metoda powyższa daje błąd mniejszy od *1%* w pomiarze sprawności cieplnej przy analizie spalin o $\lambda = 10$. Kolejność czynności analizy podana jest na *rys. 12*.



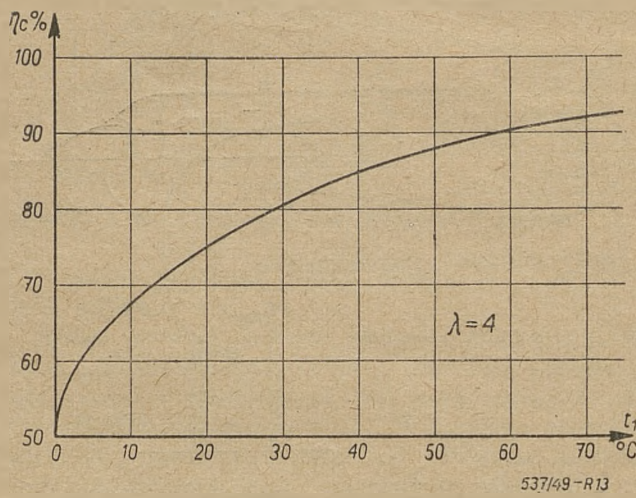
Rys. 12. Absorbcyjna metoda analizy spalin.

Wpływ parametrów wlotowych na sprawność spalania został zilustrowany na podanych niżej wykresach.

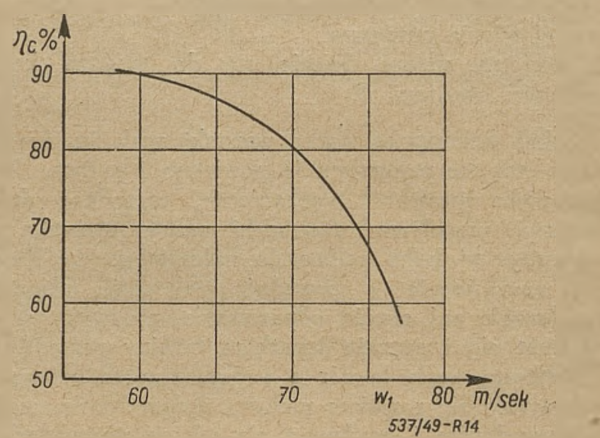
Wykres na *rys. 13* przedstawia zależność sprawności cieplnej komory od temperatury wlotowej.

Wzrost sprawności ze wzrostem temperatury wlotowej tłomaczy się skróceniem opóźnienia termicznego i chemicznego, a więc czasu potrzebnego na odparowanie paliwa oraz czasu reakcji wstępnych.

Na wykresie *14* przedstawiony jest wpływ prędkości wlotowej na sprawność cieplną. Wzrost tej prędkości obniża sprawność. Tłomaczy się to zmniejszonym



Rys. 13. Zależność sprawności cieplnej komory od temperatury wlotowej powietrza.



Rys. 14. Wpływ prędkości wlotowej na sprawność spalania.

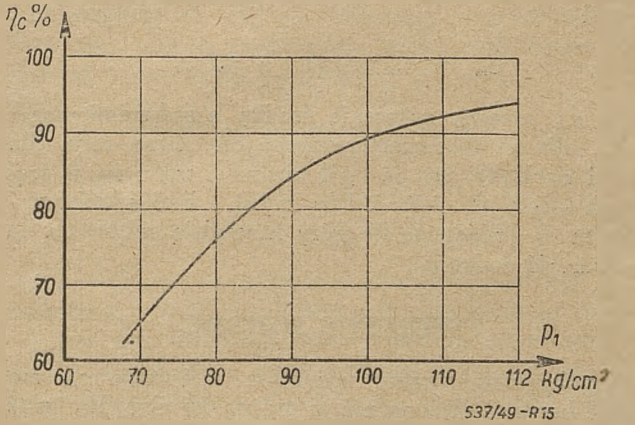
czasem pobytu mieszanki w strefie spalania przy wyższych prędkościach.

Prędkość przesuwania się czoła płomienia w nieruchomej, stechiometrycznej (a więc w dobrych warunkach spalania) mieszance jest rzędu kilku *m/sek*. Przeciętna prędkość przepływu w obecnie stosowanych komorach wynosi kilkadziesiąt *m/sek (20—60)*.

Ta okoliczność właśnie zmusza do stosowania z jednej strony omawianego już wyżej podziału komory na dwie strefy, spalania się paliwa z powietrzem pierwotnym i mieszania się spalin z wtórnym, z drugiej zaś zawirowania mieszanki, co zwiększa drogę cząstek palących się oraz powierzchnię czoła płomienia.

Wraz ze wzrostem bowiem stosunku powierzchni czoła płomienia do objętości przestrzeni spalania zmniejsza się przemieszczenie płomienia wymagane do zupełnego przebiegu reakcji.

Na rys. *15* przedstawiony jest wykres ilustrujący zależność sprawności cieplnej od ciśnienia wlotowego.



Rys. 15. Wpływ ciśnienia wlotowego na sprawność spalania.

Spadek ciśnienia zmniejsza sprawność spalania. Tłomaczy się to zmniejszeniem szybkości reakcji spalania, gdyż ta zależy między innymi od koncentracji składników (paliwo-powietrze).

Wzrost wysokości lotu w związku z ograniczonymi obrotami sprężarki wywołuje obniżenie wydatku powietrza dolatującego do komory. Powoduje to (przy $\lambda = const.$) obniżenie wydatku paliwa, a tym samym i ciśnienia wtrysku. Zbyt małe ciśnienie wtrysku w komorach rozpyłowych zmniejsza rozpylenie, a tym samym wymieszanie się paliwa z powietrzem. Ten czynnik oraz dodatkowo spadek ciśnienia i temperatury dolotowej wraz z wysokością obniża sprawność cieplną komory, a tym samym temperaturę spalin przed turbiną. Moc turbiny staje się niewystarczająca do napędu sprężarki i obroty jej spadają.

Jako paliwo do napędu sprężarkowych silników odrzutowych używana jest nafta, która posiada wartość opałową zbliżoną do wartości opałowej benzyny, a jest bezpieczniejsza w użyciu.

Proces spalania wszystkich paliw ciekłych węglowodorowych przebiega jednakowo.

ZAKOŃCZENIE.

Obecna linia rozwojowa odrzutowych silników sprężarkowych, a więc stosowanie coraz wyższych ciśnień i temperatur przed turbiną, sprzyja rozwojowi komór spalania w kierunku coraz większych natężeń spalania i sprawności cieplnych. Zastosowanie wysokiego ciśnienia umożliwi skonstruowanie, bez oglądania się na straty mechaniczne, lepszych stabilizatorów płomienia przez co będzie można podnieść prędkość przepływu, a tym samym natężenie spalania.

Wzrost temperatury, aż do teoretycznej wynikłej ze spalania mieszanki stechiometrycznej wywoła zniesienie podziału na strefę spalania i mieszania; ta ostatnia zostanie wyrugowana, przez co objętość komory zmaleje, natężenie spalania zaś wzrośnie.

LITERATURA

1. Combustion in the Gas Turbine — Peter Lloyd, M. A. The Institution of Mechanical Engineers 1945 vol. 153.
2. Etudes et Recherches Britanniques sur les Chambres de Combustion de Turbo-Reacteurs et sur la Combustion L. Reingold C. Foure.
3. Research on Aircraft Propulsion Systems. Abe Silverstein. Journal of the Aeronautical Sciences 1949 Volume 16.
4. W. I. Soroko Nowickij. Dinamika processa sgoranija i wlijanije jego na moszcznost' i ekonomicznost' dwigatiela. Maszgiz 1948.

Inż. RYSZARD LEWANDOWSKI
Główny Instytut Lotnictwa

Podstawowe pojęcia z dziedziny stateczności podłużnej, sterowności i zwrotności

WPROWADZENIE

Stateczność jest to zdolność samolotu do utrzymywania bez udziału pilota ustalonego stanu lotu i powrotu do niego gdy samolot został z tego stanu wytrącony.

Lot ustalony istnieje wtedy gdy suma sił i suma momentów działających na samolot jest równa zeru. Jeżeli w razie zaistnienia zaburzenia ruchu uwzględnimy tylko siły działające w locie ustalonym prostoliniowym to zachowanie się samolotu będzie rozpatrywane statycznie. Jeżeli moment aerodynamiczny będzie przeciwdziałał zaburzeniu to mówimy o pozytywnej stateczności statycznej. Takie ujęcie jest jednak bardzo uproszczone, gdyż ruch samolotu w wyniku zaburzenia przestaje być ustalony, występują więc siły spowodowane zmianami prędkości liniowych i powstałych prędkości kątowych, również zmiennych. Stanowi to przedmiot stateczności dynamicznej. Samolot jest stateczny dynamicznie gdy zaburzenie z czasem maleje. Stateczność statyczna jest warunkiem koniecznym ale nie wystarczającym stateczności dynamicznej.

W niniejszej pracy ograniczam się do rozważań ruchu samolotu tylko w płaszczyźnie symetrii. Celem naszym będzie jakościowe i ilościowe ustalenie stateczności statycznej oraz sterowności a także omówienie związku jaki istnieje pomiędzy sterownością a zwrotnością samolotu.

Poszczególne definicje pojęć z tych dziedzin były już podane w „Lotniczym słownictwie technicznym" („Technika Lotnicza" nr. 2/49 i 3/49). Na tym miejscu podamy ich genezę i znaczenie.

Ponieważ nie chodzi o podanie szczegółowych sposobów obliczeń a jedynie o analizę tych pojęć podstawowych, poczynione będą liczne uproszczenia. I tak przyjmiemy, że wszystkie współczynniki aerodynamiczne nie zależą od prędkości, pominiemy wpływ ściśliwości

powietrza oraz odkształcenia elastyczne konstrukcji samolotu.

SKRZYDŁO

W rozważaniach nad statecznością podłużną interesują nas w pierwszym rzędzie następujące cechy skrzydła: powierzchnia nośna S, wydłużenie $\lambda = \frac{L^2}{S}$, wielkość i położenie średniej cięciwy l oraz przebieg zależności współczynników c_z i c_m od kąta natarcia α.

W pierwszym przybliżeniu posługujemy się średnią cięciwą geometryczną $l_g = \frac{S}{L}$, bardziej słuszna jest tzw. średnia cięciwa aerodynamiczna l_a wyrażająca się wzorem

$$l_a = \frac{2}{S} \int_0^{L/2} l^2 \, dy \, ,$$

słusznym przy założeniu, że jest użyty jeden i ten sam profil na całym skrzydle. Położenie średniej cięciwy określa wzór

$$\bar{x} = \frac{2}{S} \int_0^{L/2} l x \, dy$$

przy czym $\bar{x}$ i x są odległościami środka aerodynamicznego od dowolnie obranej osi współrzędnych.

Wypór skrzydła określa wzór $c_z = a\alpha$, teoretycznie a dla skrzydła o wydłużeniu nieskończonym równa się 2π, dla skrzydła o wydłużeniu skończonym λ przy eliptycznym rozkładzie obciążeń

$$a = 2\pi \frac{\lambda}{\lambda + 2}$$

Wartości a są znane dla poszczególnych profili, przy czym w rzeczywistości dla $\lambda = \infty$ wahają się w granicach $6{,}0 \div 5{,}3$ na rad. (czyli odpowiednio $0{,}105 \div \div 0{,}092$ na 1^0). Przy obliczaniu wartości a dla powierzchni nośnej należy uwzględnić: dobór profili, zbieżność skrzydła, wydłużenie, wielkości ewentualnych szczelin (np. pomiędzy statecznikiem i sterem), obecność powierzchni deformujących wiry brzegowe (np. usterzenie poziome z podwójnymi płaszczyznami pionowymi) itp. Jeżeli szczelina jest mniejsza niż ¼% miejscowej cięciwy to praktycznie nie gra ona roli i można ją pominąć w obliczeniach, gdy zaś jest większa niż ½% to wpływ jej na a musi być uwzględniony.

Teoretycznie kąt ε odgięcia strug w dużej odległości za skrzydłem przy założeniu eliptycznego rozkładu obciążeń, wynosi

$$\varepsilon = 2 \frac{c_z}{\pi \lambda}$$

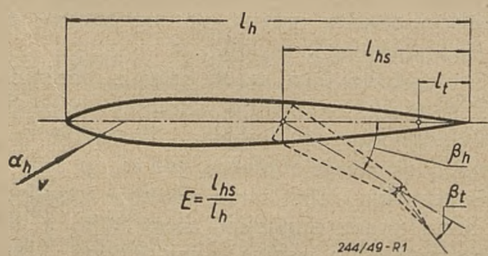
Współczynnik momentu pochylającego skrzydła względem punktu odległego o x od początku średniej cięciwy wynosi

$$c_m = c_{mo} + (x - x_a) \, c_z$$

gdzie x_a oznacza położenie środka aerodynamicznego. c_{mo} dla profili symetrycznych jest równe zeru, dla profili zwykłych jest na ogół ujemne i waha się w granicach $-0{,}03$ do $-0{,}12$. Dla profili o linii szkieletowej kształtu $\sim$ (z odgiętą do góry krawędzią spływu) c_{mo} ma wartość dodatnią.

USTERZENIE POZIOME.

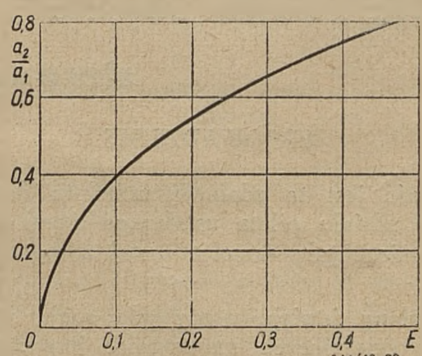
Współczynnik wyporu usterzenia poziomego c_{zh} ma postać bardziej złożoną niż w przypadku skrzydła, gdyż poza kątem natarcia α_h należy uwzględnić wpływ kąta wychylenia steru β_h oraz kąta wychylenia klapki wyważającej β_t.



Rys. 1.

$$c_{zh} = a_1 \alpha_h + a_2 \beta_h + a_3 \beta_t$$

Do a_1 odnosi się to wszystko co zostało powiedziane przy skrzydle. Wartości teoretyczne a_2/a_1 dla różnych stosunków $E = \frac{\text{średnia cięciwa steru}}{\text{średnia cięciwa usterzenia}}$ są podane



Rys. 2.

na rys. 2. Wielkość szczeliny i kształt przedniej krawędzi steru ma zasadniczy wpływ na stosunek a_2/a_1 w rzeczywistości otrzymujemy zwykle mniej niż 80% teoretycznej wartości. Współczynnik a_3 obliczamy w podobny sposób wychodząc ze stosunku a_3/a_1 dla E_1, gdzie: $E_1 = \frac{\text{średnia cięciwa klapki wyważającej}}{\text{średnia cięciwa usterzenia}}$

Zwykle wpływ klapki wyważającej na c_{zh} jest mały i może być pominięty ($a_3 = 0$).

Ze względu na siły na sterownicy i zachowanie się steru przy drążku puszczonym, ważny jest moment zawiasowy występujący na sterze:

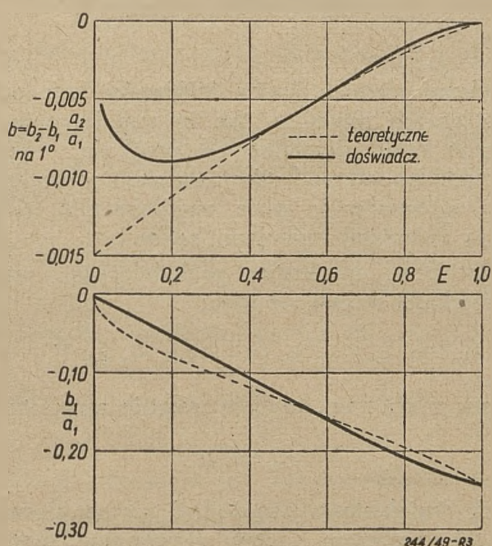
$$M_h = c_h q_h S_{hs} l_{hs} = P_h \cdot e_h ; \qquad (1)$$

przy czym

$$c_h = b_1 \alpha_h + b_2 \beta_h + b_3 \beta_t . \qquad (2)$$

Dla zwykłych powierzchni sterowych (nieodciążonych) wartości b_1, b_2, b_3 są ujemne czyli przy zwiększaniu kąta natarcia usterzenia lub też wychylaniu steru do dołu ma on tendencję do wychylenia się w przeciwną stronę dążąc do ustawienia się w łożu wiatru (jak chorągiewka).

Zależność b_1 i b_2 w funkcji E dla profilu symetrycznego *NACA 0009* jest podana na rys. *3*.

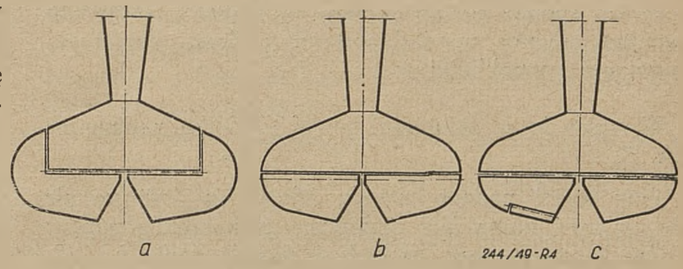


Rys. 3.

Często jednak przy większych samolotach lub dużych prędkościach lotu siły na drążku wypadałyby zbyt duże i wielkość momentu zawiasowego musi być zmniejszona przez odciążenie (kompensację) aerodynamiczne lub inny sposób. Zwykle stosuje się jako odciążenie aerodynamiczne:

a) aerodynamiczną powierzchnię odciążającą,
b) przesunięcie osi zawiasów steru do tyłu,
c) klapkę odciążającą (patrz rys. *4*).

W pierwszym wypadku powierzchnia o wielkości *5 ÷ 10%* powierzchni steru przed osią zawiasów daje dość duże zmniejszenie b_1 i b_2. Przy dostatecznie dużej powierzchni odciążającej można uzyskać b_1 większe od zera podczas gdy b_2 może mieć małą wartość ujemną. Oznacza to, że gdy usterzenie ma pewien kąt natarcia to puszczony ster ma dążność do ustawienia się „przeciwko" wiatrowi. Obliczenie zmiany b_1 *i* b_2 spowodowanej tym odciążeniem jest bardzo trudne, gdyż po-



Rys. 4.

wierzchnie odciążające położone są na skraju usterzenia, gdzie spływa wir brzegowy bardzo deformujący opływ, zaś kształt ich bywa bardzo różny. Z drugiej strony zmiana wielkości i kształtu takiej powierzchni nie nastręcza trudności przy prototypie tak, że można w czasie prób dojść do wymaganych wielkości b_1 i b_2. Wpływ na b_1 jest zawsze większy niż na b_2.

Przesunięcie osi zawiasów w celu zmniejszenia b_1 i b_2 stosowane jest bardzo chętnie. Parametrem jest tu stosunek odległości krawędzi natarcia steru od osi zawiasów do odległości osi zawiasów od krawędzi spływu. Przy $E \approx 50\%$ wartości b_1 i b_2 dochodzą prawie do zera. W praktyce przesunięcie osi wynosi *10 ÷ 40%* tak, że b_1 i b_2 pozostają ujemne. Współczynnik b_1 jest bardziej wrażliwy na przesunięcie osi zawiasów niż b_2, tak, że osiąga wartość dodatnią wcześniej i dopiero dalsze przesuwanie osi do tyłu zmienia znak b_2 na dodatni. Dużą rolę gra kształt części przedniej steru, wielkość szczeliny i ewentualnie rodzaj jej uszczelnienia. Zaokrąglony kształt części przedniej daje zmniejszenie momentu zawiasowego. Natomiast zaostrzony kształt a także zamknięcie szczeliny zwiększają moment zawiasowy.

Zmianę b_2 można uzyskać przy pomocy klapki odciążającej. Jeżeli sprzężemy tak klapkę na sterze, że wychyleniu steru w jedną stronę odpowiadać będzie samoczynne wychylenie klapki w drugą stronę czyli

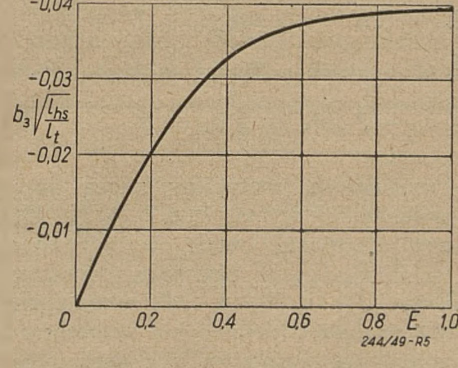
$$\beta_t / \beta_h = -k$$

to będzie:

$$c_h = b_1 \alpha_h + b'_2 \beta_h ,$$

gdzie

$$b'_2 = b_2 - k b_3 .$$



Rys. 5.

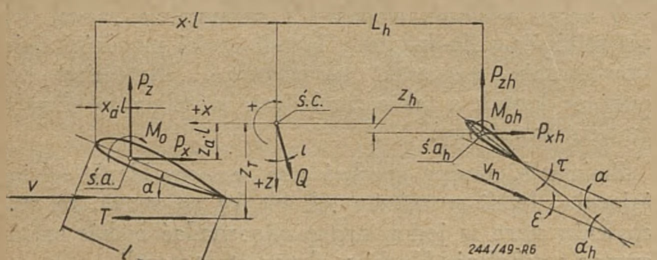
W ten sposób można uzyskać b_2 większe, równe lub mniejsze od zera w zależności od wielkości klapki odciążającej i przekładni k.

Wartości b_3 w zależności od E i $\frac{l_t}{l_{hs}}$ są podane na rys. 5.

Trzy wyżej podane metody odciążania (typowe ale nie jedyne) mogą być stosowane jednocześnie zapewniając konstruktorowi swobodę w kształtowaniu b_1 i b_2 oraz w ewentualnych zmianach tych współczynników na gotowym płatowcu, gdy tego zajdzie potrzeba. Ma to, jak to będzie wykazane dalej, zasadnicze znaczenie przy studium stateczności i sterowności.

UPROSZCZONY SCHEMAT STATECZNOŚCI.

Początkowo weźmiemy pod uwagę uproszczony schemat samolotu, składający się ze skrzydła oraz usterzenia poziomego, przy czym ciężar w locie niech będzie Q a ciąg grupy napędowej T. Wielkość l jest średnią cięciwą skrzydła, *śa* i $śa_h$ oznaczają odpowiednio: środek aerodynamiczny profilu skrzydła i usterzenia: (ś.c.) oznacza położenie środka ciężkości całego samolotu. Kąt natarcia skrzydła α (odpowiednio α_h dla usterzenia poziomego) jest liczony od linii odpowiadającej zerowemu wyporowi, τ jest kątem zaklinowania usterzenia poziomego względem skrzydła (zwykle $\tau < 0$), ε jest kątem odchylenia strug za płatem, wywołanego systemem wirów wg. teorii *Lanchestera-Prandtla.* (Rys. 6).



Rys. 6.

Dla lotu ustalonego można napisać następujące warunki równowagi

$$P_z + P_{zh} - Q\cos i = 0,$$

$$P_x + P_{xh} + Q\sin i - T = 0,$$

$$M_o + P_z(x - x_a)\,l - P_x z_a l + M_{oh} - P_{zh} L_h -$$

$$- P_{xh} z_h + T z_T = 0. \qquad (3)$$

W tych równaniach poczynimy szereg uproszczeń: pominiemy mianowicie wyrazy $P_x z_a l$, $P_{xh} z_h$, M_{oh}, $T z_T$, gdyż są one zazwyczaj małe w porównaniu do M_o, $P_z(x - x_a)\,l$, $P_{zh} L_h$. W równaniu pierwszym i drugim pominiemy P_{zh} i P_{xh} z tych samych względów. Kąt toru lotu względem ziemi i nie przekracza zwykle kilkunastu stopni (za wyjątkiem lotu nurkowego) toteż przyjmuję $\cos i \approx 1$ oraz $\sin i \sim i$.

Teraz będzie:

$$P_z = Q,$$

$$P_x + Qi = T,$$

$$M_o + P_z(x - x_a)\,l - P_{zh} L_h = 0,$$

lub też po podzieleniu przez qSl

$$c_{mo} + c_z(x - x_a) - c_{zh}\frac{q_h}{q}\frac{S_h L_h}{Sl} = 0.$$

Dla danego samolotu wielkość $\frac{S_h L_h}{S\,l}$ jest stałą, nazwiemy ją *cechą usterzenia poziomego* i oznaczymy przez:

$$V = \frac{S_h L_h}{S\,l}.$$

W dalszym ciągu przyjmiemy, że prędkość v poza odgięciem ε nie ulega zmianie, czyli $v \approx v_h$. Stąd $q_h/q \approx 1$.

Pominiemy również wpływ ściśliwości oraz odkształceń elastycznych samolotu, tak że współczynniki aerodynamiczne będą niezależne od prędkości. Będziemy rozpatrywali ten zakres kątów natarcia i wychyleń steru i klapki wyważającej, gdzie współczynniki aerodynamiczne są liniowymi funkcjami kątów.

Współczynnik momentu pochylającego względem środka ciężkości wyrazi się więc:

$$c_m = c_{mo} + c_z(x - x_a) - c_{zh}\bar{V}, \qquad (4)$$

a warunek równowagi, czyli wyważenia samolotu, przez

$$c_m = 0.$$

W locie drążek sterowy może być trzymany przez pilota lub też puszczony, toteż rozważymy stateczność w obydwu tych wypadkach.

W rzeczywistości realizacja tych przypadków napotyka na pewne trudności; i tak przy dużej prędkości, gdy siły aerodynamiczne na sterach są znaczne, pilot może nie być w stanie „zablokować" drążka, poza tym zawsze istniejące luzy i elastyczność układu sterowego będą powodowały, że ster będzie wykonywał ruchy wbrew woli pilota. Do badań w locie stateczności przy drążku trzymanym wykonuje się mechaniczne urządzenia blokujące. W przypadku drążka puszczonego, na sterownicę działają poza siłami aerodynamicznymi tarcie oraz siły masowe. To tarcie może być zmniejszone lecz nigdy wyeliminowane i w pewnym sensie działa jak „trzymanie" drążka. Wpływ sił masowych może być zniesiony przez wyważenie statyczne i dynamiczne, nie zawsze jest to jednak możliwe, gdyż grają tu rolę jeszcze względy konstrukcyjne.

W ogólności można powiedzieć, że w locie z małą prędkością zbliżamy się do warunków z „drążkiem trzymanym" (nacisk wywierany przez pilota duży w porównaniu do sił aerodynamicznych i tarcia), natomiast w locie szybkim — niezależnie od tego czy pilot trzy-

ma drążek czy nie — warunki odpowiadają zachowaniu się samolotu jak z „drążkiem puszczonym" (siły aerodynamiczne duże w porównaniu do siły pilota i tarcia).

W naszych rozważaniach przyjmiemy że ster wysokości jest statycznie wyważony, a w układzie sterowniczym nie ma tarcia.

STATECZNOŚĆ STATYCZNA PRZY DRĄŻKU TRZYMANYM.

Warunkiem pozytywnej stateczności statycznej jest taki charakter przebiegu c_m dla całego samolotu, przy którym przyrostowi kąta natarcia $d\alpha$ odpowiada taka zmiana współczynnika dc_m, która dąży do przeciwdziałania temu przyrostowi kąta natarcia — czyli analitycznie:

$$\frac{dc_m}{d\alpha} < 0, \quad \text{gdzie}$$

$$c_m = c_{mo} + c_z (x - x_a) - \overline{V} [a_1 (\alpha + \tau - \varepsilon) + a_2 \beta_h + a_3 \beta_t]. \qquad (5)$$

Po zróżniczkowaniu (kąt zaklinowania usterzenia τ pozostaje bez zmiany) względem α i pominięciu a_3 otrzymamy:

$$\frac{dc_m}{d\alpha} = a (x - x_a) - \overline{V} [a_1 (1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}) + a_2 \frac{d\beta_h}{d\alpha}] \qquad (6)$$

W przypadku drążka trzymanego ($\beta_h = const.$) będzie:

$$x - x_a < \overline{V} \frac{a_1}{a} \left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right).$$

Prawa strona równania jest zawsze dodatnia i określa przesunięcie do tyłu środka ciężkości konieczne dla zachowania stateczności.

Gdy samolot nie posiada usterzenia czyli $\overline{V} = 0$ to dla zapewnienia stateczności $x < x_a$, czyli środek ciężkości musi leżeć przed środkiem aerodynamicznym — a dla spełnienia warunku $c_m = 0$ musi być

$$c_{mo} = - c_z (x - x_a), \quad \text{czyli} \quad c_{mo} > 0.$$

Toteż w układzie samolotu bezogonowego posługujemy się specjalnymi profilami o odwróconej wędrówce środka parcia lub też w inny sposób uzyskujemy $c_{mo} > 0$

Przy normalnym układzie skrzydła ($c_{mo} < 0$) usterzenie poziome jest koniecznością.

Przyjmując, że w obszarze usterzenia $\varepsilon = 2 \frac{c_z}{\pi \lambda}$ i podstawiając

$$a = 2\pi \frac{\lambda}{\lambda + 2}, \quad a_1 = 2\pi \frac{\lambda_h}{\lambda_h + 2} \quad oraz \quad r = \frac{\lambda}{\lambda_h}$$

otrzymamy

$$\overline{V} \frac{a_1}{a} \left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) = \overline{V} \frac{\lambda - 2}{\lambda + 2r}$$

Widoczny jest korzystny wpływ wydłużenia skrzydła i usterzenia. Wartość $\overline{V}$ waha się w granicach *0,4* (samoloty o dużej zwrotności, myśliwskie) do *0,9* (duże samoloty transportowe).

Gdy środek ciężkości samolotu jest położony w takiej odległości $x_n l$, że $\frac{dc_m}{d\alpha} = 0$ to mówimy, że jest on w *środku równowagi obojętnej przy drążku trzymanym*

$$x_n = x_a + \overline{V} \frac{a_1}{a} \left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right).$$

Dla samego skrzydła ($\overline{V} = 0$) środek równowagi obojętnej zbiega się ze środkiem aerodynamicznym skrzydła, usterzenie poziome przesuwa go do tyłu.

Przy analizowaniu rzeczywistego samolotu należy uwzględnić wpływ kadłuba, gondol i podwozia, które działają uniestateczniająco przesuwając środek równowagi obojętnej do przodu. Według *Millikana* [2] kadłub powoduje przesunięcie o $2 \div 4\%$, a gondole o $2{,}5 \div 4{,}5\%$.

Pominięcie wyrazu $P_x z_a l$ w równaniu *(3)* jest równoważne z przyjęciem położenia środka ciężkości samolotu na wysokości środka aerodynamicznego, co nie zawsze ma miejsce. Przesunięcie środka ciężkości do dołu poprawia stateczność, a do góry — psuje. W pierwszym przybliżeniu ten wpływ można obliczyć wg. wzoru

$$\triangle x_n = - \frac{z_a}{10}$$

czyli obniżenie środka ciężkości o $0{,}1\ l$ przesuwa środek równowagi obojętnej o $0{,}01\ l$ do tyłu. Ma to szczególne znaczenie przy dolnopłatach, gdzie środek ciężkości leżący zwykle nad środkiem aerodynamicznym wprowadza nieregularność w przebiegu c_m przy dużych c_z, zmniejszając stateczność, co jest niebezpieczne (np. przy lądowaniu).

W warunkach rzeczywistych mamy zmniejszenie prędkości $v_h < v$ i deformacje opływu występujące w obszarze usterzenia, a także rozkład obciążeń na skrzydle i usterzeniu odbiega od eliptycznego. Ściślejsze wyznaczenie tego działania jest możliwe na podstawie dmuchań tunelowych. W obliczeniach wstępnych uwzględniamy je przez przyjęcie pewnego współczynnika η_h — tzw. *sprawności aerodynamicznej usterzenia* (w miejsce pominiętego we wzorze *(4)* q_h/q)

$$x_n = x_a + \eta_h \overline{V} \left(\frac{\lambda - 2}{\lambda + 2r}\right)$$

Niżej podana tabela, ułożona przez *Millikana* [2] podaje wielkość η_h dla różnych układów samolotów:

Układ samolotu	η_h
dolnopłaty z pojedyńczym usterzeniem pionowym	$0{,}58 \div 0{,}70$
dolnopłaty z podwójnym usterzeniem pionowym	$0{,}65 \div 0{,}75$
górnopłaty i dwupłaty z pojedyńczym usterzeniem pionowym	$0{,}80$

Powyższe dane odnoszą się do starszych samolotów. Obecnie w samolotach nowoczesnych, zwłaszcza przy usterzeniu wysoko podniesionym η_h dochodzi nawet do *1,0*.

Wreszcie parę słów o wpływie grupy napędowej. Ciąg daje poza składową T w kierunku prędkości v jeszcze drugą — prostopadłą (nieuwzględnioną na rys. 6), gdyż kierunek v zmienia się względem osi silnika. Poza tym na śmigle, gdy pracuje ono w skośnym opływie, pojawia się oprócz składowej osiowej jeszcze składowa w płaszczyźnie wirowania. Strumień zaśmigłowy deformuje rozkład prędkości za skrzydłem oraz na usterzeniu wprowadzając ponadto asymetrię. W sumie działanie pracującego silnika jest silnie uniestateczniające i może przesunąć środek równowagi obojętnej do przodu nawet o kilkanaście procent, zdarzają się jednak odstępstwa od tej reguły.

Ścisłe określenie tego jest bardzo trudne nawet przy badaniach tunelowych i odpowiedź dają dopiero badania w locie.

W locie ślizgowym, gdy silnik jest zdławiony, te komplikacje odpadają i badania tunelowe zazwyczaj dają wystarczającą dokładność.

ZAPAS STATECZNOŚCI STATYCZNEJ PRZY DRĄŻKU TRZYMANYM.

W celu ilościowego określenia stateczności statycznej jest rzeczą wygodną wprowadzenie pojęcia *zapasu stateczności statycznej przy drążku trzymanym* jako

$$K_n = -\frac{dc_m}{dc_z}$$

po zróżniczkowaniu równania (6) względem c_z otrzymamy

$$K_n = -\frac{dc_m}{d\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dc_z} = x_a +$$

$$+ \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) - x = x_n - x$$

czyli zapas stateczności statycznej mierzy się odległością (wyrażoną jako część średniej cięciwy) środka ciężkości od środka równowagi obojętnej. Zapas jest dodatni gdy środek ciężkości leży przed środkiem równowagi obojętnej.

Weźmy dla przykładu samolot myśliwski o $\lambda = 6$ i $\lambda_h = 4{,}2$ oraz $\overline{V} = 0{,}45$. Wpływ kadłuba na położenie środka równowagi obojętnej ocenimy na *3%* a $\eta_h = 0{,}63$. Niech $x_a = 0{,}24$, a środek ciężkości niech leży na *30%* od początku średniej cięciwy i *15%* powyżej środka aerodynamicznego.

Względna odległość środka równowagi obojętnej będzie więc:

$$x_n = x_a + \eta_h \overline{V}\left(\frac{\lambda - 2}{\lambda + 2r}\right) - \triangle x_{kadl.} - \frac{z_a}{10} = 0{,}24 +$$

$$+ 0{,}63 \cdot 0{,}45 \frac{6 - 2}{6 + 2\,\dfrac{6}{4{,}2}} - 0{,}03 - \frac{0{,}15}{10} = 0{,}317$$

zaś zapas stateczności statycznej przy drążku trzymanym w locie ślizgowym wyniesie

$$K_n = x_n - x = 0{,}317 - 0{,}300 = 0{,}017$$

$$\text{czyli } 1{,}7\%\ (gdzie\ 100\% - l_a)$$

STATECZNOŚĆ STATYCZNA PRZY DRĄŻKU PUSZCZONYM.

Gdy drążek sterowy będzie puszczony (czyli ster uzyska swobodę wychylania się) to w danych warunkach opływu ster ustawi się tak, że moment zawiasowy będzie równy zeru.

Analitycznie warunek puszczenia steru wyrazi się:

$$c_h = b_1\alpha_h + b_2\beta_h + b_3\beta_t = 0\ ,$$

stąd

$$\beta_h = -\frac{b_1}{b_2}(\alpha + \tau - \varepsilon) - \frac{b_3}{b_2}\beta_t$$

Po podstawieniu do równania *(5)* (indeks ' oznacza warunek puszczonego steru)

$$c'_m = c_{mo} + c_z(x - x_a) - \overline{V}\left[(\alpha + \tau - \varepsilon)\left(a_1 - \right.\right.$$

$$\left.\left. - a_2\frac{b_1}{b_2}\right) - a_2\frac{b_3}{b_2}\beta_t\right]$$

Po zróżniczkowaniu (klapka wyważająca oraz kąt zaklinowania statecznika pozostają bez zmian) będzie:

$$\frac{dc'_m}{d\alpha} = a(x - x_a) - \overline{V}a_1\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right)\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\cdot\frac{b_1}{b_2}\right)$$

Warunkiem stateczności jest

$$\frac{dc'_m}{d\alpha} < 0,$$

czyli

$$x - x_a < \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right)\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\,\frac{b_1}{b_2}\right).$$

Z powyższego wynika że puszczenie drążka powoduje pojawienie się czynnika $\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\,\frac{b_1}{b_2}\right)$ w wyrażeniu charakteryzującym wpływ usterzenia na stateczność. Ten czynnik, jakkolwiek zwykle mniejszy od jedności, może przyjąć wartość większą lub jej równą.

Środek równowagi obojętnej przy drążku wolno puszczonym określimy analogicznie jako takie położenie środka ciężkości x'_n przy którym $\frac{dc'_m}{d\alpha} = 0$,

czyli

$$x'_n = x_a + \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right)\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\,\frac{b_1}{b_2}\right)$$

Wprowadzimy pojęcie *zapasu stateczności statycznej przy drążku puszczonym:*

$$K'_n = -\frac{dc'_m}{dc_z} = -\frac{dc'_m}{d\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dc_z} =$$

$$= x_a + \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right)\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\frac{b_1}{b_2}\right) - x = x'_n - x . \quad (8)$$

Ten zapas stateczności przy drążku puszczonym może być mniejszy lub też większy od zapasu stateczności statycznej przy drążku trzymanym.

Widzimy więc że wzajemny stosunek tych zapasów jest zależny od czynnika $\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\frac{b_1}{b_2}\right)$. Współczynniki a_1 i a_2 są zawsze dodatnie przy czym $a_1 > a_2$. Z tego co poprzednio powiedziano o b_1 i b_2 wynika że mogą mieć one różne wartości (ujemne i dodatnie) zależne od odciążenia steru. I tak przy $b_1 > 0$ a $b_2 < 0$ samolot będzie bardziej stateczny z drążkiem puszczonym niż trzymanym.

ZWIĄZEK POMIĘDZY STATECZNOŚCIĄ A WYCHYLENIAMI STERU I SIŁAMI NA DRĄŻKU, EW. WYCHYLENIAMI KLAPKI WYWAŻAJĄCEJ.

Jeżeli samolot znajduje się w locie ustalonym to $c_m = 0$ i różniczkując równanie *(5)* względem c_z otrzymamy

$$x - x_a - \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) - \overline{V} a_2 \frac{d\beta_h}{d c_z} = 0 ,$$

czyli $$\frac{d\beta_h}{dc_z} = -\frac{K_n}{\overline{V}a_2} . \quad (9)$$

Z tego równania wynika, że zapas stateczności statycznej przy drążku trzymanym określa wielkość wychylenia steru konieczną dla zmiany c_z czy też prędkości lotu o określoną wartość. Tak więc np. duża stateczność statyczna przy drążku trzymanym wymaga znacznych wychyleń steru dla uzyskania określonej zmiany c_z.

Zapas stateczności statycznej może posłużyć do określenia zakresu wychyleń steru, mianowicie przy przednim skrajnym położeniu środka ciężkości, gdy K_n jest największe, ruch steru musi być wystarczający dla uzyskania wymaganej minimalnej prędkości lotu.

Na podstawie równania *(9)* możemy wyznaczyć zapas stateczności statycznej K_n z prób w locie. Wykonujemy loty kolejno przy dwóch różnych położeniach środka ciężkości różniących się o $\triangle x$. Prędkość zmieniamy w interesujących nas dużych granicach, przy czym mierzymy wychylenia steru konieczne dla uzyskania odpowiednich prędkości lotu. Na tej podstawie otrzymamy wykresy $\beta_h = f(c_z)$ dla jednego i drugiego położenia środka ciężkości.

Na podstawie równania (8) $K_{n1} - K_{n2} = \triangle x$.

Z wykresów obliczamy $\frac{d\beta_h}{dc_z}$ i opierając się na wzorze *(9)* otrzymamy dwa równania z dwiema niewiadomymi skąd

$$K_{n1} = \frac{\triangle x}{\left(\frac{d\beta_h}{dc_z}\right)_2 - \left(\frac{d\beta_h}{dc_z}\right)_1} \cdot \left(\frac{d\beta_h}{dc_z}\right)_1$$

W celu ustalenia znaczenia K'_n wyjdziemy z wyrażenia na współczynnik momentu zawiasowego *(2)*, po zróżniczkowaniu którego względem c_z otrzymamy:

$$\frac{dc_h}{dc_z} = \frac{b_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) + b_2\frac{d\beta_h}{dc_z} + b_3\frac{d\beta_t}{dc_z} \quad (10)$$

Mogą być teraz dwa przypadki:

I) Przyjmiemy że klapka wyważająca jest cały czas nieruchoma lub też poprostu brak jej, wtedy

$$\frac{d\beta_t}{dc_z} = 0 \text{ lub } b_3 = 0$$

Po podstawieniu do równania *(10)* wartości *(9)* otrzymamy

$$\frac{dc_h}{dc_z} = \frac{b_2}{\overline{V}a_2}\left|-x_a - \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right)\cdot\left(1 - \frac{a_2}{a_1}\frac{b_1}{b_2}\right) + x\right| =$$

$$= -\frac{b_2}{a_2\overline{V}} \cdot K'_n$$

W celu lepszego uzmysłowienia znaczenia $\frac{dc_h}{dc_z}$ wykonamy następujące przekształcenie.

Siła na drążku wyrazi się wzorem

$$P_h = c_h q_h S_{hs} \cdot \frac{l_{hs}}{e_h} = const \cdot c_h \rho v^2$$

(patrz wzór *(1)*).

Jeżeli siła będzie zmieniona to w pierwszym momencie

$$dP_h = const \cdot dc_h \rho v^2 = const \cdot \left(\frac{dc_h}{dc_z}\right) dc_z \cdot \rho v^2$$

W locie ustalonym $c_z v^2 = const.$, po zróżniczkowaniu względem c_z otrzymamy

$$dc_z = -2c_z\frac{dv}{v} = const \cdot \frac{dv}{v^3}$$

$$dP_h = const \cdot \left(\frac{dc_h}{dc_z}\right)\rho\frac{dv}{v} = const \cdot K'_n \rho \frac{dv}{v}$$

Wynika stąd wniosek, że gdy prędkość lotu v chcemy zmienić o określony procent to siła na drążku do tego potrzebna jest proporcjonalna do zapasu stateczności statycznej przy drążku puszczonym

$$K'_n = \frac{\triangle P_h}{\left(\frac{\triangle v}{v}\right)} \cdot \frac{const}{\rho} \quad (11)$$

II) W drugim wypadku przyjmiemy, że samolot jest wyważony przy pomocy klapki wyważającej tak, że lot odbywa się z drążkiem puszczonym (czyli $c_h = 0$)

Po zróżniczkowaniu równania *(7)* względem c_z otrzymamy

$$\frac{d\beta_h}{dc_z} = -\frac{b_1}{ab_2}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) - \frac{b_3}{b_2}\frac{d\beta_t}{dc_z}$$

Różniczkując równanie *(5)* dostaniemy

$$\frac{dc_m}{dc_z} = x - x_a - \overline{V}\frac{a_1}{a}\left(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\right) - \overline{V}a_2\frac{d\beta_h}{dc_z} -$$

$$- \overline{V}a_3\frac{d\beta_t}{dc_z} = 0$$

co po podstawieniu $\frac{d\beta_h}{dc_z}$ i uporządkowaniu da:

$$K'_n = -\overline{V}a_3\left(\frac{a_2}{a_3}\frac{b_3}{b_2} - 1\right)\frac{d\beta_t}{dc_z} \qquad (12)$$

Z równania *(11)* wynika, że siła na drążku potrzebna do zmiany prędkości o pewien stosunek jest proporcjonalna do zapasu stateczności statycznej przy drążku puszczonym K'_n. Wzór zaś *(12)* wskazuje, że wielkość wychylenia klapki wyważającej jest również proporcjonalna do K'_n.

W przypadku więc dużej stateczności statycznej K'_n dla zmiany prędkości lotu jest konieczna duża siła na drążku sterowym lub też znaczne wychylenie klapki wyważającej. Na podstawie równań *(8)*, *(11)* i *(12)* można określić K'_n z prób w locie w podobny sposób jak przy ustalaniu K_n.

Gdy samolot nie posiada klapki wyważającej na sterze wysokości (lub też jest ona nie używana), mierzymy siły na drążku i przynależne prędkości i z wykresu

$P_h = f(v)$ obliczamy $\triangle P_h / \left(\frac{\triangle v}{v}\right)$.

Jeżeli natomiast lot będzie wykonywany z drążkiem puszczonym a prędkość lotu będzie zmieniana za pośrednictwem klapki wyważającej to mając zmierzone β i v przejdziemy do wykresu $\beta_t = f(c_z)$ i obliczymy $\frac{d\beta_t}{dc_z}$

Jakie praktyczne znaczenie dla konstruktora i pilota mają wyprowadzone tu wielkości K_n i K'_n?

Ważność K_n polega na tym, że jest ono niejako „wbudowane" w samolot i poza projektem wstępnym niełatwo może być zmieniane. Na K_n wpłynąć można np. przez zmianę długości kadłuba, wielkości usterzenia, przesunięcie środka ciężkości itd. Wszystkie te zabiegi są dość drastyczne.

W porównaniu do projektu wstępnego środek ciężkości gotowego samolotu „lubi" zwykle znaleźć się dalej w tyle niż przewidywano, również dalsze modyfikacje samolotu (dodatkowe wyposażenie itd.) mają zwykle ten sam skutek.

Okolicznością łagodzącą jest natomiast fakt, że może być dopuszczona lekka niestateczność przy drążku trzymanym bez zgubnych skutków (zdarza się to czasem na samolotach myśliwskich, akrobacyjnych). Pilot jest bowiem mniej wrażliwy na małe zmiany położenia drążka sterowego niżby to się na pozór zdawało. Reaguje on natomiast zdecydowanie na siły. Wymaganiem pilotażu jest, żeby odpychaniu drążka odpowiadało opuszczanie nosa samolotu (zwiększanie prędkości) a ściąganiu — podnoszenie nosa (zmniejszanie prędkości) co jest odpowiednikiem $K'_n > 0$.

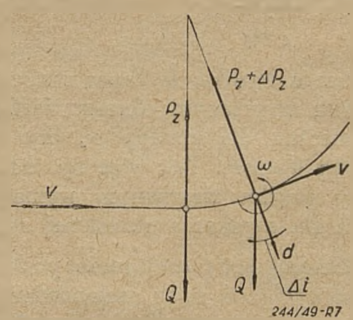
Jeżeli $K'_n < 0$ to mamy odwrócenie kierunku siły przy zmianach prędkości, skłonność do samoczynnego przeciągania i zacieśniania skrętów, a więc zjawiska bardzo niepożądane. Toteż dodatni zapas stateczności statycznej przy drążku puszczonym jest bezwzględnie konieczny.

Z tego, co było powiedziane o b_1 i b_2 widać, że przez stosunkowo proste zmiany w odciążeniu steru można uzyskać żądane K'_n a także $K'_n > K_n$ (co ma znaczenie przy $K_n < 0$). K'_n nie powinno być jednak większe od K_n o więcej niż 0,05, gdyż inaczej ster jest bardzo „nerwowy" w czasie lotu w burzliwym powietrzu.

RUCH SAMOLOTU PO ŁUKU KOŁA W PŁASZCZYŹNIE PIONOWEJ — STEROWNOŚĆ.

Jeżeli w czasie lotu ustalonego $\left(P_z = \frac{1}{2}\rho v^2 S c_z = Q\right)$ ster wysokości zostanie wychylony (np. ściągnięty) o pewien mały kąt $\triangle\beta_h$ to w tym momencie wskutek powstania niezrównoważonej siły na usterzeniu $\triangle P_{zh}$ samolot obróci się dookoła środka ciężkości w sensie zwiększenia kąta natarcia czyli c_z zwiększy się o $\triangle c_z$. Przyjmiemy, że manewr jest tak mały i szybki, że prędkość v (lotu ustalonego) nie zdąży ulec zmianie. Powstanie więc przyrost wyporu

$$P_z + \triangle P_z = \frac{1}{2}\rho v^2 S(c_z + \triangle c_z) = (1+n)\,Q$$



Ten przyrost wyporu nQ spowoduje powstanie przyśpieszenia prostopadłego do toru samolotu. Tor samolotu ulegnie więc zakrzywieniu, zaś powstała przy tym siła odśrodkowa działając na masę samolotu Q/g zrównoważy się ze zwiększonym wyporem (przyjmujemy że $\triangle i$ jest bardzo małe)

$$\frac{Q}{g}d = \triangle P_z = nQ$$

czyli przyśpieszenie odśrodkowe $d = ng$.

Prędkość kątowa tego ruchu wynosi $\omega = \frac{d}{v}$

Jednocześnie samolot będzie się obracał dookoła swego środka ciężkości z tą samą prędkością kątową ω wskutek czego na usterzeniu, oprócz prędkości v, pojawi się składowa $w = L_h\omega$, w wyniku czego kąt natarcia zwiększy się o $\triangle\alpha_h$ przy czym $tg\triangle\alpha_h \approx \triangle\alpha_h = \frac{w}{v} =$

$$= \frac{L_h n g \rho S c_z}{2Q}$$

lub też wprowadzając $\mu = \frac{Q}{SgL_h\rho}$ będzie: $\triangle\alpha_h =$

$$= \frac{nc_z}{2} \frac{1}{\mu}$$

Początkowo $\alpha_h = \alpha + \tau - \varepsilon$, gdy jednak ster zostanie wychylony o $\triangle\beta_h$ to spowodowana tym zmiana warunków lotu wywoła $d\alpha_h = d\alpha - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}d\alpha + \triangle\alpha_h$,

stąd

$$\alpha_h + d\alpha_h = \alpha + \frac{\triangle c_z}{a} + \tau - \varepsilon - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\cdot\frac{\triangle c_z}{a} + \frac{nc_z}{2}\cdot\frac{1}{\mu}$$

Wyrażenie na współczynnik momentu pochylającego określone początkowo wzorem *(5)* po wychyleniu steru o $\triangle\beta_h$ przybierze postać

$$c_{mo} + c_z(1+n)(x - x_a) - \overline{V}\Big[a_1\Big(\alpha + \frac{\triangle c_z}{a} + \tau - \varepsilon - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\frac{\triangle c_z}{a} + \frac{nc_z}{2}\frac{1}{\mu}\Big) + a_2(\beta_h + \triangle\beta) + a_3\beta_t\Big] \quad (13)$$

Po odjęciu równania *(5)* od równania *(13)* i uporządkowaniu otrzymamy:

$$x - x_a = \overline{V}\frac{a_1}{a}\Big[1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\Big] + \overline{V}\frac{a_1}{2\mu} + \overline{V}\frac{a_2\triangle\beta_h}{nc_z}$$

i podstawiając wartość x_n

$$\overline{V}\frac{a_2}{c_z}\frac{\triangle\beta_h}{n} = x - x_n - \overline{V}\frac{a_1}{2\mu}.$$

Przy pewnym położeniu środka ciężkości $\frac{\triangle\beta_h}{n}$ stanie się zerem. Powiemy wtedy, że środek ciężkości znajduje się *w środku sterowności przy drążku trzymanym* x_m.

$$x_m = x_n + \overline{V}\frac{a_1}{2\mu}, \qquad \overline{V}\frac{a_1}{2\mu} = \overline{V}\frac{a_1 g L_h S\rho}{2Q} > 0$$

Ponieważ wartość $V\frac{a_1}{2\mu}$ jest zawsze dodatnia, to środek sterowności leży poza środkiem równowagi obojętnej a odległość ta zależy od wymiarów samolotu, obciążenia powierzchni Q/S oraz wysokości lotu (ρ).

Wprowadzimy teraz pojęcie *zapasu sterowności przy drążku trzymanym* H_m jako

$$H_m = x_m - x = -\overline{V}\frac{a_2}{c_z}\frac{\triangle\beta_h}{n} \quad (14)$$

Jest to więc odległość środka sterowności przy drążku trzymanym od aktualnego położenia środka ciężkości i jest dodatnia, gdy środek ciężkości leży przed środkiem sterowności.

Pisząc wzór *(14)* w innej postaci otrzymamy

$$\frac{\triangle\beta_h}{n} = -\frac{2\frac{Q}{S}}{\rho v^2 \overline{V} a_2} H_m,$$

czyli zapas sterowności H_m określa wielkość wychylenia steru $\triangle\beta_h$ konieczną dla uzyskania przyśpieszenia ng. Z powyższego wzoru wynika, że dla uzyskania tego samego przyśpieszenia ng potrzeba tym większego wychylenia steru im większe są Q/S oraz H_m a mniejsze ρ, v, $\overline{V}$ *i* a_2.

W celu uzyskania związku pomiędzy siłą na drążku P_h i n wyjdziemy ze wzoru *(2)* skąd obliczymy β_h. Po podstawieniu do równania *(5)* otrzymamy

$$c_m = c_{mo} + c_z(x - x_a) - \overline{V}\Big[a_1\alpha_h\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big) + \frac{a_2}{b_2}c_h + a_3\beta_t\Big(1 - \frac{a_2 b_3}{a_3 b_2}\Big)\Big] = 0 \quad (15)$$

Gdy ster zostanie wychylony o $\triangle\beta_h$ to współczynnik momentu zawiasowego dozna przyrostu $\triangle c_h$. Równanie *(15)* przybierze wtedy postać

$$c_m = c_{mo} + c_z(1+n)(x - x_a) - \overline{V}\Big[a_1(\alpha_h + \triangle\alpha_h)\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big) + \frac{a_2}{b_2}(c_h + \triangle c_h) + a_3\beta_t\Big(1 - \frac{a_2 b_3}{a_3 b_2}\Big)\Big] = 0$$

Po odjęciu stronami i uporządkowaniu

$$x - x_a = \overline{V}\frac{a_1}{a}\Big(1 - \frac{d\varepsilon}{d\alpha}\Big)\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big) + \overline{V}\frac{a_1}{2\mu}\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big) + \frac{a_2}{b_2}\frac{\triangle c_h}{c_z n}\overline{V}$$

oraz po podstawieniu wartości x'_n otrzymamy

$$\overline{V}\frac{a_2}{b_2 c_z}\frac{\triangle c_h}{n} = x - x'_n - \overline{V}\frac{a_1}{2\mu}\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big)$$

Powiemy, że środek ciężkości znajduje się w *środku sterowności przy drążku puszczonym* x'_m gdy $\frac{\triangle c_h}{n} = 0$ czyli

$$x'_m = x'_n + \overline{V}\frac{a_1}{2\mu}\Big(1 - \frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\Big) \quad (16)$$

Analogicznie *zapas sterowności przy drążku puszczonym* będzie

$$H'_m = x'_m - x = -\overline{V} \frac{a_2}{b_2\, c_z} \frac{\triangle c_h}{n}$$

Zamiast $\triangle c_h$ wprowadzimy poprzednio ustalone wyrażenie

$$\triangle c_h = const. \frac{\triangle P_h}{v^2 \rho}$$

Po podstawieniu do równania *(17)* otrzymamy

$$\frac{\triangle P_h}{n} = - H'_m \frac{const.\, b_2\, c_z v^2 \rho}{\overline{V}\, a_2} = - const.\; H'_m \frac{Q}{S} \frac{1}{\overline{V}}$$

Siła konieczna do uzyskania przyśpieszenia n jest więc tym większa im Q/S oraz H'_m są większe.

Zapas sterowności H'_m jest tym większy im środek ciężkości jest bardziej w przodzie w stosunku do x'_m

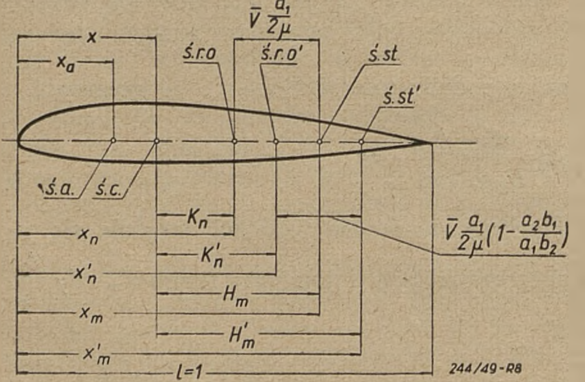
Jeżeli środek ciężkości będziemy zbliżali do środka sterowności x'_m to H'_m będzie dążył do zera a siła potrzebna dla uzyskania danego n będzie coraz mniejsza.

Z równania *(16)* wynika, że gdy $(1 - \frac{a_2\, b_1}{a_1\, b_2}) > 0$ to zwiększeniu stateczności przy drążku puszczonym towarzyszy jednoczesne zwiększenie sił na sterownicy dla uzyskania danego n.

W myśl ogólnej zasady, że poprawa stateczności psuje sterowność i odwrotnie, samolot jest bardziej sterowny im siły czy też wychylenia, konieczne dla uzyskania danego n są mniejsze, czyli odpowiednie zapasy sterowności H_m i H'_m mniejsze.

Dla określenia sterowności samolotu H_m nie ma takiego znaczenia jak H'_m, gdyż o uzyskaniu danego n decyduje to czy wymagana siła $\triangle P_h$ nie przekracza możliwości pilota.

H_m *i* H'_m mogą być pomierzone w locie w następujący sposób: wyważamy samolot na lot nurkowy przy różnych prędkościach i wykonujemy szereg „wyrwań" aż do uzyskania określonej dopuszczalnej n. Podczas tych manewrów mierzymy $\triangle\beta$, $\triangle P_h$ i n. Powtarzamy lot dla paru położeń środka ciężkości. Obliczenie zapasów sterowności wykonujemy w podobny sposób jak to było objaśnione przy zapasach stateczności.



Rys. nr 8.

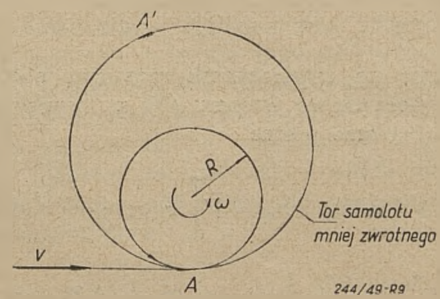
ZWROTNOŚĆ

Zwrotność może być określona jako zdolność samolotu do wykonywania w określonym *czasie* określonych *manewrów*. Zanalizujemy zwrotność jedynie w płaszczyźnie pionowej (x, z), gdyż niniejsza praca ogranicza się do rozważań w tej tylko płaszczyźnie co bynajmniej nie zwęża do tego zakresu słuszności wyprowadzonych dalej wniosków odnośnie zwrotności.

Manewrem wchodzącym w grę niech będzie lot po łuku koła, czyli pewnego rodzaju „pętla". Dla uproszczenia przyjmiemy, że lot odbywa się ze stałą prędkością po torze v, ze stałą prędkością kątową ω, czyli

$$R = \frac{v}{\omega} = const.$$

Zwrotniejszy będzie ten samolot, który po wykonaniu całej pętli prędzej znajdzie się w punkcie wyjściowym (rys. 9). Nie decyduje tu więc prędkość po torze lecz *czas* trwania manewru, jak to podkreśla definicja zwrotności.



W locie z prędkością kątową ω występuje przyspieszenie normalne $d = ng = v\omega$. To przyśpieszenie zależy od uzyskanego przyrostu wyporu $n = \frac{\triangle c_z}{c_z}$

i osiągnięcie jego jest zależne od sterowności. Przyrost $\triangle c_z = c'_z - c_z$ będzie największy gdy dojdziemy do $c_{z\,max}$ odpowiadającego prędkości przeciągnięcia samolotu v_p.

$$n = \frac{c_{z\,max} - c_z}{c_z} = \left(\frac{v}{v_p}\right)^2 - 1$$

Czas wykonywania pętli t wyniesie:

$$t = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi v}{gn} \qquad (18)$$

Uzyskanie odpowiednio dużych n (możliwe dzięki sterowności) jest jednak ograniczone wytrzymałością organizmu ludzkiego oraz wytrzymałością samolotu. Pilot w pozycji siedzącej, bez dodatkowych urządzeń nie może znieść więcej niż ok. $6\,g$, zaś wytrzymałość samolotu dozwala od $n = 6$ (myśliwskie i akrobacyjne nawet więcej) do $n = 4 \div 2{,}5$ (szkolne, turystyczne, transportowe).

Przy tym samym n samolot szybszy będzie mniej zwrotny co jest faktem powszechnie znanym.

Upraszczając wzór *(18)* otrzymamy:

$$t = \frac{2\pi}{g} v \frac{v_p^2}{v^2 - v_p^2} = \frac{\pi}{g} \frac{v}{\frac{v+v_p}{2}} \frac{v^2_p}{v-v_p} \approx 1{,}4 \frac{\pi}{g} \frac{v^2_p}{\triangle v},$$

Zwrotność będzie tym lepsza im mniejsze będzie v_p, co odpowiada małemu obciążeniu powierzchni Q/S, dużemu c_{zmax} (dla zwiększenia zwrotności uruchamia się czasem urządzenia zwiększające nośność, jak klapy itp.) i małej wysokości lotu, oraz im różnica między prędkością użytkową v a v_p będzie większa, co ma miejsce przy dużej wartości $\frac{c_{z\,max}}{c_{x\,min}}$ i małym obciążeniu mocy Q/N.

Zwrotność zależy więc od ogólnych własności samolotu i jest ważna ze względów technicznych lub też taktycznych. Uzyskanie danej zwrotności jest zapewnione dzięki sterowności, która wchodzi w zakres *własności lotnych* samolotu.

LITERATURA

[1] Gates & Lyon „Longitudinal stability & control analysis" R. & M. Nr 2027 i 2028 A. R. C.

[2] C. B. Millikan „Aerodynamics of the airplane" J. Wiley, New York. 1947.

Inż. ROŚCISŁAW ALEKSANDROWICZ
Główny Instytut Lotnictwa

Ważniejsze dane o strukturze atmosfery ziemskiej

Niniejszy krótki artykuł ma za zadanie zapoznać czytelnika w sposób opisowy z głównymi sposobami badań właściwości atmosfery i ich wynikami, które na obecnym szczeblu rozwoju techniki budzą coraz większe zainteresowanie wśród fachowców lotniczych.

WSTĘPNE WIADOMOŚCI O ATMOSFERZE I METODACH JEJ BADANIA

Gwałtowny skok w rozwoju lotnictwa w związku z opanowaniem budowy silników odrzutowych zwrócił nagle uwagę konstruktorów na zagadnienie budowy wyższych warstw atmosfery ziemskiej.

Badacze byliby zaskoczeni nagłym żądaniem wypowiedzi na ten temat, gdyby — jak to często zdarza się w nauce — nie prowadzili od dłuższego czasu skrzętnych dociekań na tej drodze, zdawałoby się zupełnie oderwanej od bezpośrednich potrzeb ludzkich.

Prędkości i wysokości osiągane przez dzisiejsze samoloty i pociski rakietowe każą uwzględniać odmienne właściwości budowy atmosfery (niż te, które były brane pod uwagę dotychczas), zwłaszcza w jej górnych warstwach, gdzie prawa klasycznej aerodynamiki nie mogą być nadal stosowane.

Atmosfera składa się z kilku koncentrycznych warstw, otaczających naszą ziemię i zasadniczo różniących się między sobą.

Warstwa przyziemna została nazwana troposferą, następne: stratosferą, jonosferą i egzosferą.

Cienka *(1—3 km)* warstwa graniczna między troposferą i stratosferą została nazwana *tropopauzą*. Odznacza się ona specjalnym rozkładem temperatur (np. inwersją temperatury).

Wszystkie wymienione warstwy mają zmienną wysokość, zależną od szerokości geograficznej, pory dnia lub nocy i pory roku.

Troposfera np. ma wysokość na równiku do *16—18 km*, na średnich szerokościach geograficznych *9—11 km* i jeszcze nieco mniejszą na biegunach. Charakteryzuje się ona przede wszystkim spadkiem temperatury z wysokością, wynoszącym średnio około *6,5°C na 1 km.*

Dawniej sądzono, że zasada „im wyżej tym chłodniej" jest słuszna dla nieograniczonej wysokości. Około 45—50 lat temu stwierdzono jednak, że od pewnej wysokości nie obniża się ona dalej, lecz zachowuje stałą wartość.

Ta właśnie część atmosfery o stałym rozkładzie temperatury z wysokością została wtedy nazwana *stratosferą.*

W 1902 r. była wypowiedziana hypoteza *(Kennelly i Heaviside)* o istnieniu na dużych wysokościach atmosfery warstw, posiadających wielkie przewodnictwo elektryczne, spowodowane obecnością jonów i swobodnych elektronów. Późniejsze badania potwierdziły słuszność tych przypuszczeń, wykazały istnienie kilku takich warstw o zmiennej grubości, zależnej od pory doby i roku.

Przestrzeń atmosfery, w której pojawiają się te przewodzące warstwy nazwano *jonosferą.* Dolna jej granica waha się na wysokości *80—150 km*, górna sięga *500—1000 km* i jest mniej ściśle określona.

Następna najbardziej zewnętrzna warstwa atmosfery nosi nazwę *egzosfery.*

Badanie właściwości atmosfery odbywało się i odbywa szerokim frontem przy pomocy wszelkich, dostępnych w tym celu środków. Bezpośrednie pomiary można było wykonać do wysokości *22 km*, gdy w 1934 r. rekordowa ta wysokość została osiągnięta przez radziecki balon stratosferyczny. Największa wysokość, osiągnięta dotąd na samolocie wynosi *18,133 km* (Vampire 1948 r.). Pierwsze pomiary temperatury na wysokościach ponad *9—11 km* udało się przeprowadzić przy pomocy specjalnych termografów, umocowanych do lekkich baloników gumowych, napełnionych wodorem (około 45—50 lat temu).

Następnie skonstruowano sondę radiową, stanowiącą ważny środek badania wyższych warstw atmosfery we wszystkich krajach, oraz sondy rakietowe. Przy pomocy tych sond można było otrzymać dane, dotyczące temperatury, ciśnienia, składu powietrza, siły i kierunku wiatrów.

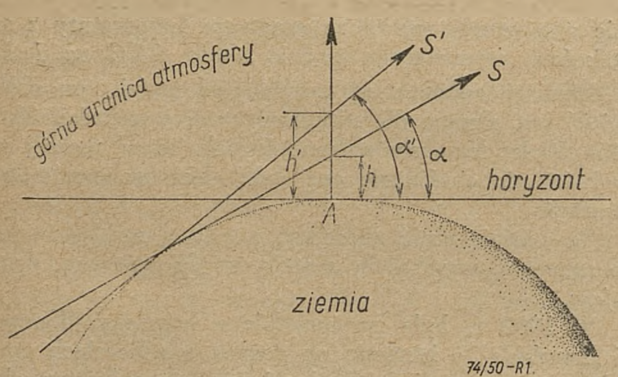
Największa wysokość — *400 km* — osiągnięta przy pomocy specjalnie zbudowanej „dwustopniowej rakiety" jest granicą pomiarów, które możemy nazwać bezpośrednimi.

Badania spektrograficzne promieni słonecznych na różnych wysokościach, zórz polarnych, i świecenia nocnego nieba (nocnej luminiscencji) dają bogaty materiał, dotyczący składu powietrza na różnych poziomach.[1])

Obserwacje drogi, wysokości zapalania się i gaśnięcia meteorów, oraz ruchów ich długo świecących śladów, pozwalają na określenie temperatury i gęstości powietrza oraz wiatrów na wysokościach ukazywania się meteorów.[2])

W 1915 r. została podana przez W. Fesenkowa metoda, pozwalająca na pomiar rozkładu gęstości powietrza do wysokości ok. *200 km* na podstawie badania jasności nieba podczas zmierzchu. Metoda ta jest ostatnio szeroko stosowana w ZSRR i innych krajach.

Zasada jej jest następująca (rys. 1):



Rys. 1. Schemat oświetlenia nieba podczas zachodu słońca.

jeżeli promienie podczas zachodu słońca padają pod kątem α, wtedy cień ziemi w zenicie wynosi h. Po pewnym czasie kąt padania promieni zmieni się na α' i cień ziemi podnosi się do h'. W ten sposób przez określony czas warstwa atmosfery $h' - h$ przestaje być oświecana przez słońce, czego skutkiem jest zmniejszenie jasności nieba. Do podobnych metod można również zaliczyć sondowanie atmosfery przy pomocy silnych reflektorów (do *55 km*).

Badania odbicia fal dźwiękowych, wytwarzanych przez specjalnie silne źródła dostarczają danych dotyczących rozkładu temperatur.

1) Bardzo ciekawe zdjęcia spektrograficzne udało się wykonać Amerykanom w latach 1946—1947 przy pomocy zdobycznych niemieckich pocisków rakietowych V2. Spektrograf był podniesiony wtedy do wysokości *88 km*.

2) Jednoczesne pomiary z dwu odległych miejsc przy pomocy kinoteodolitów i radarów. Śledzenie znoszenia świecących śladów.

Zauważono mianowicie, że np. silna kanonada artyleryjska jest słyszalna w promieniu kilkudziesięciu km, dalej następują koncentryczne przestrzenie, gdzie odgłos jest naprzemian niesłyszalny i znów go słychać. Teoretycznie było dowiedzione, że fale dźwiękowe na wysokości (ok. *35—60 km*) odbijają się od pewnych warstw powietrza i powracają na ziemię. Jest to możliwe, jeżeli temperatura w warstwach odbijających, od której zależy prędkość dźwięku, jest większa z wysokością. Zjawiska tego rodzaju były wielokrotnie notowane np. podczas upadku wielkiego meteoru syberyjskiego w 1908 r., podczas pogrzebu królowej Wiktorii w 1901 r. w Anglii, podczas wykorzystanego do takich pomiarów wybuchu na Helgolandzie w 1947 r. i podczas licznych specjalnie planowanych w tym celu eksplozji.

Do następnych metod badawczych należą pomiary pochłaniania lub odbicia fal radiowych w jonosferze. Z ziemi do góry wysyła się sygnał radiowy o czasie trwania *0,0001 sek*, po okresie około jednej tysiącznej sekundy sygnał wraca na ziemię i jest notowany przez oscylograf.

Studia okresowych zmian ziemskiego pola magnetycznego i ciśnienia barometrycznego również dostarczają cennych informacji, dotyczących przewodnictwa elektrycznego w jonosferze i ruchów mas powietrza.

Teoretyczne studia należą także do głównych środków badania właściwości atmosfery, dotyczy to specjalnie teorii równowagi promieniowania (energia pochłaniana i wypromieniowana) i innych procesów cieplnych.

O właściwościach atmosfery na wysokościach ponad tysiąc kilometrów możemy dziś przypuszczać wyłącznie na podstawie studiów teoretycznych.

Główne metody, opisane powyżej, wraz z całym szeregiem pomocniczych, zestawione wzajemnie dostarczyły danych, pozwalających na zbudowanie harmonijnej teorii o atmosferze, posiadającej jeszcze jednak znaczne luki i wymagającej wyjaśnienia przyczyn szeregu obserwowanych zjawisk.

CIŚNIENIE.

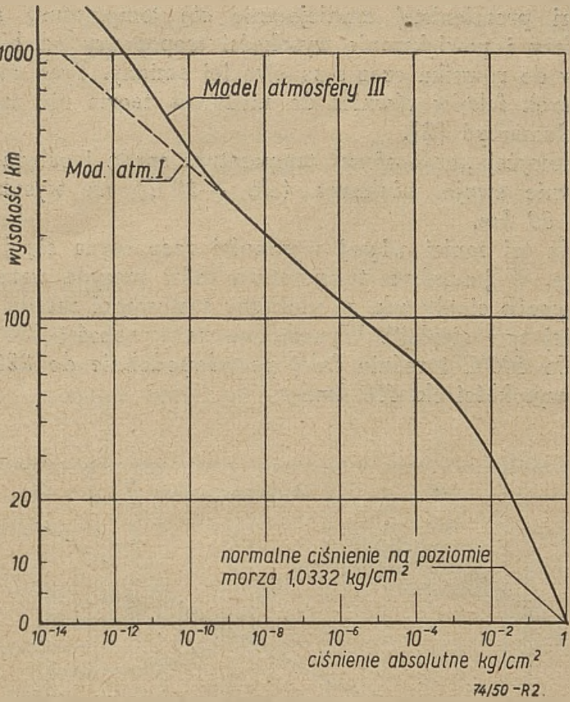
Ciężar słupa powietrza o przekroju *1 m²* i wysokości nieskończonej wynosi około *10.000 kG (10.332 kG)*. W troposferze jest skoncentrowane mniej więcej ¾ ilości powietrza, w stratosferze nie wiele mniej niż ¼. Trzecia warstwa — jonosfera — zawiera *0,003* powietrza atmosfery, a egzosfera zaledwie jedną stubilionową.

Wiąże się to z pionowym rozkładem ciśnienia atmosferycznego, które szybko maleje ze wzrostem wysokości, osiągając wartość bliską zera u górnej granicy atmosfery, co odpowiada prawie idealnej próżni (rys. 2).

Rozkład ciśnienia ulega w atmosferze ciągłym zmianom. Są one trojakiego typu, a mianowicie: periodyczne, zależne od pory roku i doby; przypadkowe, zależne od panującej pogody i krótkotrwałe zaburzenia, spowodowane dużą aktywnością słońca.

W troposferze dominują zmiany przypadkowe, w stratosferze periodyczne, w wyższych zaś warstwach atmosfery krótkotrwałe zaburzenia, spowodowane aktywnością słońca.

Analiza poszczególnych zmian ciśnienia daje pogląd na układ wiatrów w skali światowej, zjawiska geomagnetyczne i prądy atmosferyczne.



Rys. 2. Zmiana ciśnienia absolutnego z wysokością (wg. Grimmingera). Poszczególne modele atmosfery odpowiadają różnym hipotezom.

BUDOWA ATMOSFERY.

Badania widm zórz polarnych i świecenia nocnego nieba[3]) pozwoliło na określenie składu atmosfery w bardzo wysokich jej warstwach (do *1000 km*). Okazało się, że skład powietrza na całej tej przestrzeni jest jednakowy — tlenowo - azotowy z minimalnie zmiennym ich stosunkiem wzajemnym (ok. *78,1%* N_2 i *20,9%* O_2 objętościowo).

Rezultat ten był nieoczekiwany i zupełnie sprzeczny z panującymi do niedawna poglądami, dotyczącymi składu atmosfery i mającymi swe źródło w zasadach hydrostatyki, z których wnioskowano, że w wyższych warstwach atmosfery powinny przeważać lekkie gazy i że jonosfera powinna składać się prawie wyłącznie z wodoru.

Wyjaśnienie mechanizmu pionowego mieszania się powietrza na dużych wysokościach jest jednym z głównych zadań współczesnej geofizyki.

Analiza teoretyczna pozwala sądzić, na podstawie pewnych założeń, o wyłącznej obecności atomów wodoru i helu na wysokościach rzędu *12.000 km*. Trzeba jednak podkreślić, że inne zupełnie wiarygodne założenia prowadzą do całkowicie odmiennych wniosków.

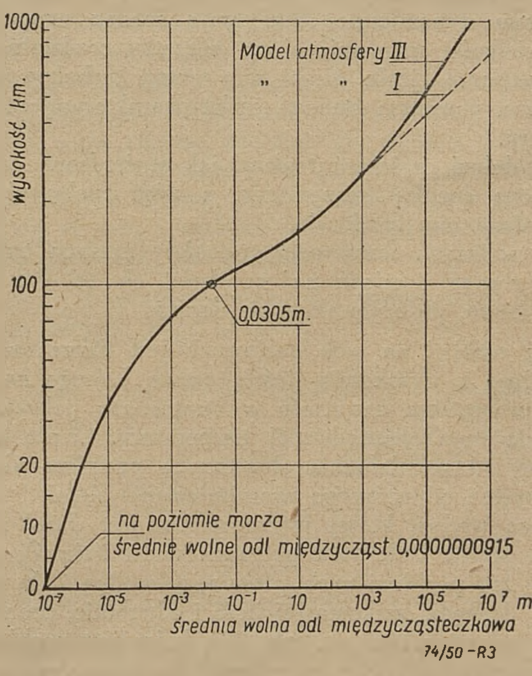
Oprócz tlenu i azotu w atmosferze znajdują się drobne ilości argonu, dwutlenku węgla, helu, pary wodnej, ozonu i innych gazów.

Do wysokości około *100 km* tlen i azot występują w postaci cząsteczek dwuatomowych. Jednak powyżej tej wysokości zaczynają się pojawiać swobodne atomy tlenu i wyżej występuje on wyłącznie w postaci wolnych atomów. To samo dzieje się z azotem, który wg. najnowszych wyników badań zaczyna rozkładać się na wolne atomy na większej niż tlen wysokości (ok. *350 km*). Informacje te jednak dziś jeszcze podlegają dyskusji.

Azot nie pochłania energii promienistej zupełnie. Tlen w bardzo niewielkim stopniu. Para wodna pochłania ją w bardzo wielkiej ilości, jak również i dwutlenek węgla. Bardzo dużą aktywnością pochłaniania energii promienistej odznacza się ozon.

Para wodna posiada szerokie pasma absorbcyjne w podczerwonej części widma. Do niedawna sądzono, że na wysokościach stratosferycznych zawartość jej jest znaczna (bliska nasyceniu) i że odgrywa ona tam główną rolę jako czynnik, pochłaniający energię promieniowania. Dopiero w latach 1945—46 udało się zastosować dostatecznie pewne metody dla zmierzenia jej ilości w stratosferze. Okazało się, że zawartość pary wodnej w stratosferze jest dziesiątki razy mniejsza niż przypuszczano. Przejście z troposfery do stratosfery charakteryzuje się nagłym jej spadkiem. Ilość pary wodnej, a więc i absorbcja ciepła jest zupełnie niedostateczna dla podtrzymania obserwowanej w stratosferze temperatury.

Ozon odznacza się silnym pochłanianiem w ultrafioletowej części widma, poczynając od fali długości $0{,}3\mu$, lecz jego ilość przy ziemi jest znikomo mała *(0,000001%)*.



Rys. 3. Zmiana średniej wolnej odległości międzycząsteczkowej z wysokością.

Przy pomocy optycznych metod pomiarów stwierdzono, że zawartość ozonu w atmosferze w wyższych warstwach jest znacznie większa. Największa jego ilość przypada na wysokość od *35—80 km*. Z tego powodu warstwa ta, stanowiąca część stratosfery jest nazywana często ozonosferą. Powstawanie ozonu na tych poziomach

---

[3]) Istnieje głównie na wysokości około *130—180 km*. Poza tym w innych warstwach na bliżej nieokreślonych wysokościach od *100—1500 km*. Pochodzenie do dziś nie jest w zupełności wyjaśnione.

tłumaczy się tym, że pod wpływem działania (pochłanianych przez tlen) promieni ultrafioletowych *(0,18μ)* cząsteczki tlenu rozpadają się na atomy, które z kolei łącząc się z innymi cząsteczkami tlenu, tworzą molekuły (cząsteczki) ozonu.

Niedawno zostało dowiedzione, że ozon pochłania również promienie podczerwone. Jest on regulatorem temperatury w stratosferze o czym będzie również mowa w następnym rozdziale.

Tu należy jeszcze zwrócić uwagę, że wielkie rozrzedzenie atmosfery na dużych wysokościach powoduje olbrzymi wzrost średniej wolnej przestrzeni międzycząsteczkowej, co w zasadniczy sposób zmienia własności fizyczne gazów (Rys. 3).

ROZKŁAD TEMPERATUR.

W troposferze, jak już wspomniano poprzednio, istnieje spadek temperatury o średnim gradiencie *5°—7°C* na *1 km* wysokości. Zasadniczym źródłem nagrzewania najbliższej ziemi warstwy atmosfery jest sama ziemia, która działa w tym wypadku jak rozgrzany przez słońce piec. Wtórne promieniowanie ziemi składa się w większości z promieni podczerwonych. które są intensywnie pochłaniane przez parę wodną, zawartą w powietrzu. Zgodnie z rachunkiem — temperatura powietrza uzależniona od pochłaniania wtórnego promieniowania ziemi powinna zmniejszać się więcej niż o *10°C* na *1 km* wysokości. Wskutek tego spadku temperatury powstaje silny turbulencyjny pionowy ruch powietrza. Masy cieplejszego powietrza unosząc się do góry i ochładzając się tam dynamicznie zmniejszają spadek temperatury do wielkości wspomnianej na początku rozdziału. Rozprowadzanie ciepła dzięki pionowemu turbulencyjnemu ruchowi powietrza stanowi cechę charakterystyczną troposfery.

W dolnej części stratosfery, jak stwierdzono, nie ma dalszego spadku temperatury, a więc ruchy pionowe wywołane nim zamierają.

W wyższych warstwach stratosfery zaczyna temperatura rosnąć i osiąga na wysokości ok. *50 km* swoje maksimum, po czym znów się obniża.

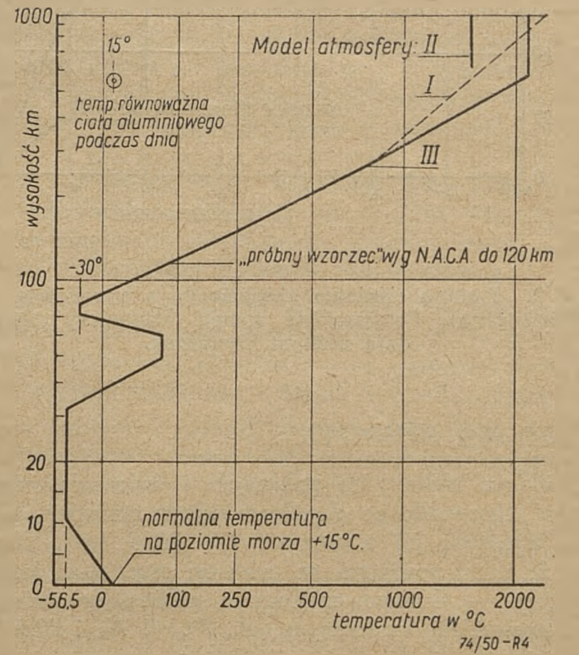
Jej rozkład na tych poziomach jest tłumaczony narastającą z wysokością ilością ozonu, którego największa procentowa zawartość w stratosferze pokrywa się z maksimum obserwowanej temperatury. Ciepło to pochodzi od pochłaniania słonecznych promieni ultrafioletowych i od wtórnego promieniowania ziemi.

Para wodna, której w troposferze jest dużo, zatrzymuje prawie całkowicie promieniowanie (ziemi) o długości fal, pochłanianych przez parę wodną i do stratosfery dochodzi znikoma jej ilość i odwrotnie, promieniowanie ziemi o długości fali *10μ*, które jest pochłaniane przez ozon swobodnie przechodzi do stratosfery prawie bez strat.

Do niedawna teoria nie brała pod uwagę roli ozonu i nie mogła wytłumaczyć wzrostu temperatury w wyższych warstwach stratosfery. Ilość ozonu w stratosferze zależy od szerokości geograficznej i pory roku. Przy równiku ilość jego jest mniejsza i zwiększa się w stronę biegunów. Wiosną ilość ozonu jest największa i podczas jesieni najmniejsza. Uwzględniwszy ten fakt można bez trudu wytłumaczyć na podstawie teorii równowagi promienistej zmniejszanie się temperatury stratosfery i powiększanie wysokości tropopauzy od biegunów do równika oraz sezonowe jej zmiany. Tych zasadniczych faktów również do niedawna teoria nie mogła wytłumaczyć [2].

Powyżej „ozonosfery" temperatura spada i osiąga ponownie swoje minimum (ok. *—30°C*) na wysokości ok. *80 km.*

Na tej mniej więcej wysokości rozpoczyna się jonosfera. W jonosferze temperatura znów zaczyna wzrastać w sposób ciągły tak, że możnaby zastosować zasadę „im wyżej tym cieplej". Wynosi ona na wysokości *250 km* około *600°C* i rośnie dalej prawdopodobnie do *2200°C* na wysokości ok. *600 km.*



Rys. 4. Zmiana temperatury z wysokością.

Studia teoretyczne pozwalają przypuszczać, że w egzosferze utrzymuje się ona bez dalszych zmian z wysokością.

Niezbędne jest tutaj wyjaśnienie, że temperatura jest tak wysoka w zrozumieniu kinetycznej teorii gazów, nie zaś w normalnej termodynamicznej skali, co w warunkach gazów na dużej wysokości stanowi istotną różnicę.

„Kinetyczna" temperatura zgodnie z definicją jest proporcjonalna do kwadratu średniej prędkości cząsteczek.

G. Grimminger pisze: „Chociaż wysoka kinetyczna temperatura istnieje w rejonie warstwy *F* jonosfery, nie należy stąd wnioskować, że ciało stałe, umieszczone w tej przestrzeni będzie się znajdowało w równowadze termicznej z gazem i w tej temperaturze.

Dzięki wyjątkowemu rozrzedzeniu gazów na tych wysokościach temperatura ciała będzie określona jedynie przez procesy promieniowania, wszelkie zaś przenoszenie ciepła, wynikające z obecności cząsteczek gazu, może być zaniedbane.

Jeżeli ciało porusza się z bardzo wielką prędkością, również będzie znikoma wymiana ciepła przez zderzenia wolnych cząsteczek gazu z powierzchnią ciała, cho-

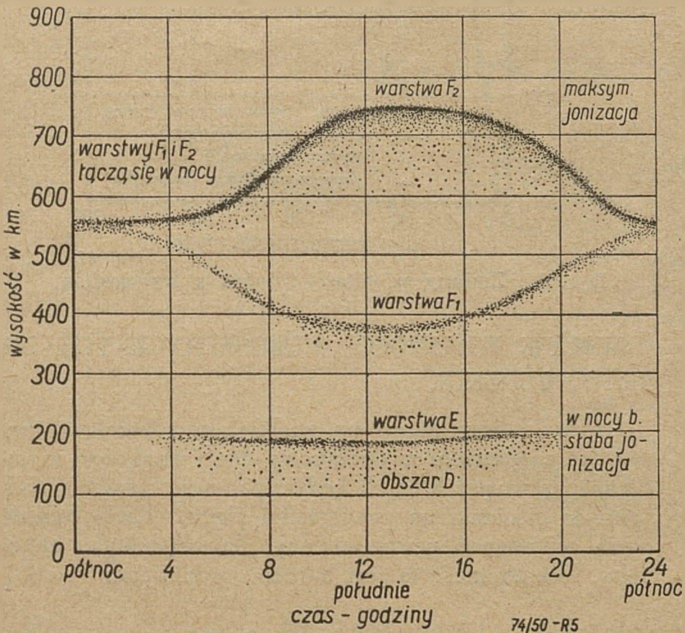
ciaż w czasie takich zderzeń cząsteczki tracą całą swą energię kinetyczną".

Przyjmuje się, że w tych warunkach ciało jest w równowadze termicznej gdy jego energia wypromieniowana jest równa pochłanianej ze słońca i ziemi.

Tak obliczona temperatura dla aluminium na wysokości około *560 km* będzie wynosić podczas dnia około $+15^0C$.

JONOSFERA.

Stwierdzono istnienie kilku warstw zjonizowanych, których grubość i wysokość ulega periodycznym zmianom w ciągu doby, co ilustruje rys. 5.



Rys. 5. Przybliżone zmiany wysokości warstw zjonizowanych (w ciągu doby).

Te warstwy o doskonałym przewodnictwie elektrycznym (wobec istnienia jonów i swobodnych elektronów) mają duży wpływ na fale radiowe i zmianę pola magnetycznego ziemi.

Dzięki odbijaniu się fal radiowych od warstw przewodzących atmosfery i od powierzchni ziemi możliwa jest słyszalność sygnałów radiowych na drugiej półkuli.

Stopień jonizacji rośnie naogół z wysokością i określany jest przy pomocy krytycznej długości odbitej fali radiowej.

Przy danej koncentracji naładowanych cząsteczek w odbijającej warstwie może ona odbić dowolną falę radiową, długość której jest nie mniejsza od pewnej krytycznej wielkości, zależnej od koncentracji. Obserwując odbicia impulsów radiowych i zmniejszając stopniowo długość fali stwierdzamy, że przy pewnej jej długości zwrotny impuls przestaje być notowany przez oscylograf. Krytyczną falę odbicia można określić z dużą dokładnością. Im większa koncentracja jonów i elektronów w warstwie odbijającej, tym mniejsza jest krytyczna długość fali. W przypadku odbicia od warstwy *„F"* krytyczna długość fali wynosi często *40—50 m*, a przy odbiciu od warstwy *„E"* — *200 m*. Już te cyfry wskazują na większą koncentrację naładowanych cząstek w warstwie F w porównaniu z warstwą E" [2].

Warstwa D o słabej koncentracji jonów odbija tylko fale o kilometrowych długościach.

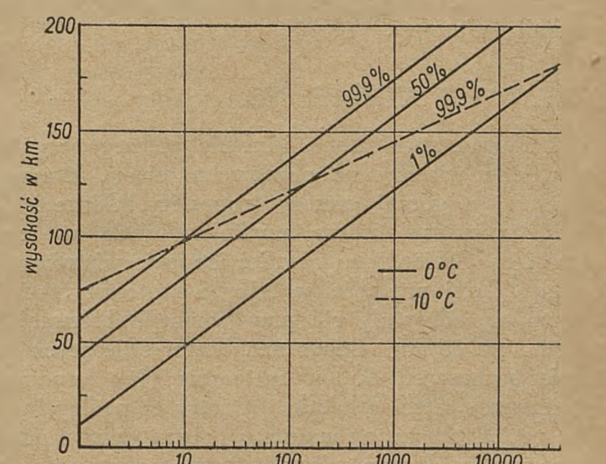
Powstawanie opisanych warstw jonizacji należy przypisać promieniowaniu słonecznemu. Dobrze stwierdzoną przyczyną jest pochłanianie promieniowania ultrafioletowego. Studia nad absorbcją potwierdzają hypotezę, że cząsteczki tlenu nie istnieją ponad warstwą E, że warstwa F_1 powstaje przez jonizację wolnych atomów tlenu i że warstwa F_2 jest zbudowana przez zjonizowane atomy tlenu i cząsteczki azotu (porównaj rozdział o budowie atmosfery).

PRĘDKOŚĆ GŁOSU.

Prędkość głosu jest ważnym parametrem w aerodynamice. Stosunek prędkości lotu do prędkości głosu w danym ośrodku jest dobrze znaną liczbą Macha. Prędkość głosu jest proporcjonalna do kwadratowego pierwiastka z absolutnej temperatury. Ściśle mówiąc jest ona zależna również od długości fali głosowej, względnie jej częstotliwości i jest rzędu średnich prędkości cząsteczek ośrodka. W troposferze fala głosowa rozchodzi się z małą stratą energii. W ośrodkach rozrzedzonych ulega ona silnemu tłumieniu. Im dłuższa jest fala tym mniejszy jest wzrost jej tłumienia z wysokością.

Gdy fala głosowa rozchodzi się od ziemi ku górze tłumienie powstaje na skutek coraz mniejszej ilości energii przekazywanej przez drgające cząstki sąsiednim wobec ich rzadkości i przemieszczania się w całości grup cząstek z miejsc zgęszczenia do miejsc, gdzie powinno panować rozrzedzenie. Wyrównuje to zmiany ciśnień, a ma miejsce wówczas, gdy średnie wolne odległości międzycząsteczkowe są rzędu długości fali. Gdy okres fali jest dłuższy, większa ilość cząstek może zderzyć się ze sobą i większą ilość energii przekazać dalej. Wtedy tłumienie jest mniejsze.

Rys. 6 ilustruje tłumienie fal dźwiękowych z wysokością zależnie od jej długości.



Rys. 6. Absorbowanie energii dźwiękowej na różnych wysokościach w procentach na km. drogi (wg. Coxa).

Znajomość tego zjawiska jest pomocna przy określaniu temperatur na dużych wysokościach przy pomocy planowanych eksplozji.

ZJAWISKA ELEKTRYCZNE.

Podzielić je można na niewidoczne i widoczne. Błyskawice występują na niewielkich wysokościach na skutek silnych prądów rozwijających się w chmurach i jonizacji atmosfery poniżej i między chmurami.

Zorze polarne są również zjawiskami elektrycznymi, jednak przyczyny ich powstawania dotąd nie są ściśle ustalone. Ich widma dostarczają cennego materiału do analizy składu górnych warstw atmosfery, jednak wiele pasm tego widma dotąd jeszcze nie zostało zidentyfikowanych.

Zorze występują na wysokościach rzędu *100* do *1000 km.*

Do tego rodzaju zjawisk należy również świecenie nocnego nieba (luminiscencja). Jest to stałe zjawisko, zachodzące w obrębie atmosfery ziemskiej, lecz którego pochodzenie do dziś dnia nie jest zupełnie jasne. Badanie widm tego światła jest utrudnione z powodu małej jego intensywności (*40%* ogólnego światła nocnego nieba).

Niewidoczne zjawiska są to różnego rodzaju promieniowania, jak np. tzw. promienie kosmiczne, tj. cząsteczki o olbrzymiej energii kinetycznej, które osiągają atmosferę ziemską średnio w ilości *dwu kwintylionów na sekundę (2 miliony milionów milionów).* Mimo że absorbcja atmosfery jest równoważna pancerzowi ołowianemu metrowej grubości, można je obserwować na powierzchni ziemi. Pochodzenie tych promieni nie jest dobrze znane i obecnie istnieje szereg hipotez na ten temat.

Do niewidocznych należą również prądy elektryczne atmosfery i jonizacja jej warstw.

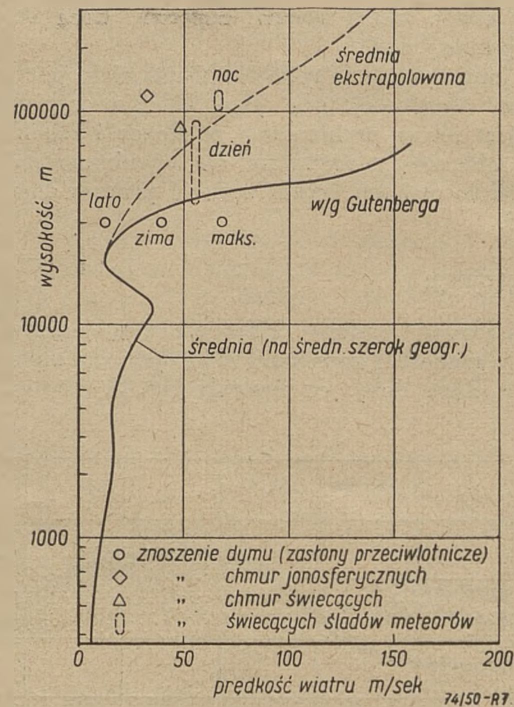
Obecność prądów elektrycznych stwierdzono zarówno w atmosferze jak i w skorupie ziemskiej.

Istnieje teoria „atmosferycznego dynamo“, która przyrównuje atmosferę do obudowy, ziemię — do stałych magnesów i wiatry atmosferyczne, niosące warstwy przewodzące — do rotora dynamo. Teoria ta opiera się na hipotezie istnienia określonego systemu wiatrów w skali światowej.

WIATRY W ATMOSFERZE.

Od dawna stwierdzono istnienie pewnego regularnego układu wiatrów na powierzchni ziemi. Istnieje on również i u górnej granicy troposfery. Górne i dolne prądy powietrza tworzą zamknięte cykle w ramach troposfery. Stwierdzono również istnienie wiatrów o wyjątkowo dużej prędkości w rejonie stratosfery.

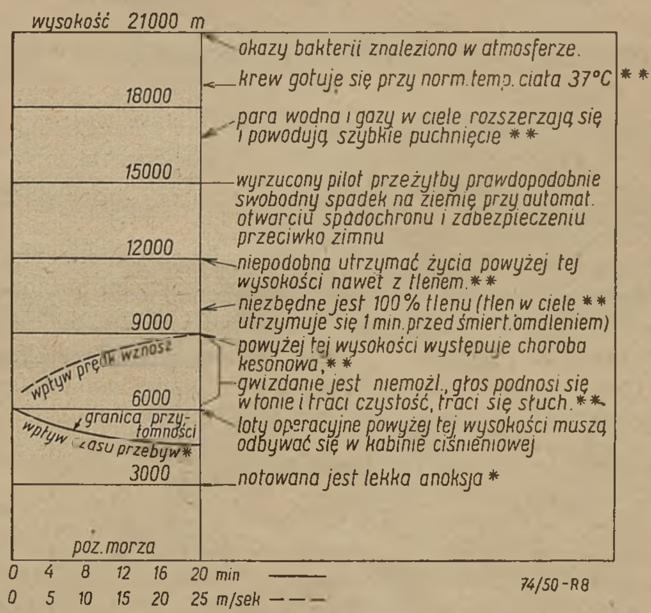
Pomiary odbywały się przy pomocy obserwacji wysokich (ok. *80 km*) chmur tzw. chmur świecących i znoszenia świecących śladów meteorów (jak wspomniano w pierwszej części artykułu). Wiatry te podlegają wielkim periodycznym wahaniom w ciągu doby i zależnie od pory roku. Inne pomiary wskazują na istnienie obszarów o silnych prądach pionowych na dużej wysokości. Teoretyczne rozważania oparte na rozkładzie temperatur i ciśnienia w rejonie między *50* a *80 km* wysokości potwierdzają możliwość ich istnienia (Rys. 7).



Rys. 7. Zmiany prędkości wiatru z wysokością.

WPŁYW WŁASNOŚCI ATMOSFERYCZNYCH NA CIAŁO LUDZKIE.

Ludzie, którzy latają na wielkich wysokościach muszą być zaopatrzeni w dodatkowy tlen i zamknięci w kabinach, wewnątrz których będzie panować ciśnienie zbliżone do ciśnienia na powierzchni ziemi. Ciało ludzkie może wytrzymać pewne zmiany charakterystyki atmosfery, lecz zdolność ta jest bardzo ograniczona.



Rys. 8. Wpływ atmosfery na ciało ludzkie.

---

*) wystawione na normalne warunki atmosferyczne na wysokości bez dodatkowego tlenu,

**) wystawione na ciśnienie normalnie panujące na wysokości, lecz z dodatkowym tlenem.

Niskie ciśnienie oddziaływuje zarówno na mowę, wzrok, słuch, jak i na zdolność reagowania na rozmaite bodźce zewnętrzne.

Znajdujące się wewnątrz ciała ludzkiego gazy i para wodna powodują puchnięcie skóry przy ciśnieniu około *69 mm Hg* (odpowiednia wysokość wynosi ok. *14500 m*). Wiadomo jest również, że krew gotuje się przy normalnej temperaturze ciała przy ciśnieniu *47 mm Hg*.

Intensywność oddziaływania różnych cech charakterystycznych atmosfery na funkcje człowieka zależna jest od wysokości i czasu ich działania.

Rys. 8 pokazuje jakie są skutki oddziaływania zmiennych z wysokością warunków atmosferycznych na człowieka i inne żyjące istoty [1].

W niniejszym schematycznym zestawieniu najciekawszych, jak się wydaje, i najnowszych wiadomości i problemów dotyczących własności atmosfery nie było zupełnie mowy o pogodzie ani o rozmieszczeniu i rodzaju chmur, ponieważ zagadnienie to najlepiej jest znane ogółowi czytelników i stanowi specjalny rozdział w nauce (meteorologia).

LITERATURA:

[1] H. E. Roberts — The Earths Atmosphere. Aeron. Eng. Rev. Oct. 1949.

[2] I. A. Chwostikow — Strojenie wysokich słojew atmosfery. Moskwa, 1949.

[3] The Atmosphere and the Future of Aeronautics. Aeroplane No. 2007.

Rzucamy wezwanie...

Redakcja „Techniki Lotniczej“ urządziła w dniu 20 stycznia b. r. zebranie czytelników, na którym poruszono sprawę wyboru tematów i poziomu artykułów jakie mają się ukazywać w piśmie. Stosunkowo nieliczny udział Czytelników i brak wypowiedzi Kolegów z różnych środowisk naszej pracy lotniczej — spowodował, że Redakcja nie uzyskała spodziewanego materiału informacyjnego. Artykuł drukowany poniżej ma na celu zapoczątkowanie pewnego cyklu artykułów — dlatego oczekujemy od naszych Czytelników głosów czy takie tematy i tego rodzaju ujęcie będą odpowiadały ich wymaganiom, przy czym chętnie będziemy widzieli listy z rzeczową opinią krytyczną.

A może do teczki redakcyjnej napłyną wreszcie prace tych wszystkich ludzi lotniczej pracy, którzy dotychczas wzdragali się przed publikowaniem swych doświadczeń?

Gdy to nastąpi — cel poniższego artykułu zostanie osiągnięty.

Wszyscy Pracownicy Lotnictwa — w dowolnym środowisku i na dowolnym szczeblu pracy — jednoczą swoje wysiłki dla bardzo, wydawałoby się, niewielkiego tworu — dla samolotu.

Czy będzie to uczony z instytutu naukowego tworzący nowe prawa i formuły aerodynamiki,

czy będzie to konstruktor w biurze studiów,

czy rzemieślnik na warsztacie produkcyjnym,

czy mechanik obsługujący na starcie,

czy meteorolog przygotowujący komunikat pogody,

czy radiooperator prowadzący do lotniska docelowego maszynę w służbie lotnictwa komunikacyjnego,

czy pilot z S. P., z aeroklubu lub linii lotniczych,

wszyscy ci ludzie interesujący się lotnictwem i pracujący w lotnictwie, pomimo bardzo różnorodnych zajęć wykonywanych i często nie stykający się nawet ze sobą bezpośrednio — stanowią jedną rodzinę, przy czym łącznikiem pomiędzy nimi jest ten właśnie niewielki twór ich mózgów i rąk — samolot.

Będę się starał uzasadnić ten pogląd.

W umyśle konstruktora zaczyna się kształtować nowy pomysł samolotu. W pracy swej nad projektem nie może być on odosobniony. Dla opracowania aerodynamicznego musi otrzymać dane dmuchań i rozkładów ciśnień na płatach i usterzeniu od uczonego — specjalisty od spraw aerodynamiki. W sprawach produkcyjnych porozumieć się musi z warsztatowcami, by uzgodnić z nimi metody fabrykacyjne i przebieg procesu produkcyjnego. Wytwórcy silników i osprzętu muszą być mu pomocni przy doborze odpowiedniego wyposażenia. Technolog poda mu swoje dane dotyczące materiałów, które można wykorzystać i zastosować.

Współpraca tych wszystkich ludzi, przy wysiłku rzemieślników wykonujących z metalu lub drewna zaprojektowane konstrukcje — doprowadzi wreszcie do wykończenia tak pomyślanego tworu. Byłby to jednak produkt niedokończony, ponieważ współpracowało przy jego tworzeniu tylko grono wytwórców.

Konstruktor musi więc dla uzupełnienia swojego projektu porozumieć się z dalszymi członkami rodziny lotniczej. Musi więc sięgnąć do bogatego doświadczenia ludzi stanowiących zespoły obsługi samolotów. Często wiadomości otrzymane od rutynowanego mechanika płatowcowego, silnikowego lub osprzętowego, który przy obsłudze wielu typów samolotów w różnych warunkach i okolicznościach „zjadł“ — przysłowiowe — „zęby“ i „w małym palcu“ posiada zasób wiadomości praktycznych opartych na własnym trudzie i obserwacji — przyczyniają się do tego, że twór mózgu konstruktora i rąk rzemieślnika uzyskuje — nieoficjalną wprawdzie — aprobatę tych zainteresowanych mechaników lotniczych.

Żeby nie być gołosłownym przypomnę tylko kilka zagadnień, w których zdanie mechanika może mieć ka-

pitalne znaczenie. Wymieniam przykładowo: rozmieszczenie wzierników dla smarowania ruchomych części sterownic, dostęp i umieszczenie często odejmowanych części instalacji jak np. filtry, osadniki itp., rozłożenie poszczególnych części składowych instalacji radiowej stanowiącej wyposażenie samolotu, kształty owiewków i prowadnic powietrza chłodzącego, mocowanie wystających urządzeń pomiarowych, rozmieszczenie sworzni mocujących oraz złączy przewodów i wiele wiele innych.

Istotną również rolę w powstawaniu i kształtowaniu się projektu samolotu mają piloci — i to zarówno ci, którzy w codziennych planowych lotach służą w liniach lotniczych jak i ci, którzy w aeroklubach kształcą i trenują młody narybek lotniczy w umiejętności latania. Uwagi tych ludzi, dla których projekt samolotu urzeczywistnia się i którzy bezpośrednio użytkować go będą, są nadzwyczaj cenne i niezastąpione.

Znowu zacytuję kilka zagadnień, w których niepośledni udział bierze personel latający. Wygoda i celowość rozłożenia elementów sterowania w kabinie, rozmieszczenie poszczególnych przyrządów i urządzeń na tablicy pokładowej, dostęp do urządzeń bezpieczeństwa, właściwy odstęp pomiędzy poszczególnymi dźwigniami itp. — to są dziedziny, w których wiele do powiedzenia mają użytkownicy.

W podobny sposób możnaby omówić rolę wielu dalszych członków rodziny lotniczej przy pracy nad nowym projektem samolotu względnie przy doświadczeniach, uzupełnieniach lub remontach samolotów będących w użytkowaniu. Nie chcę jednak niepotrzebnie przedłużać tego artykułu i nużyć Cię, Czytelniku.

Zapytasz jednak dlaczego w ogóle Redakcja zamieściła podobny artykuł. Należy Ci się odpowiedź. Oto ona.

W naszej wielkiej rodzinie lotniczej, każdy współtwórca dzieła ma pewną rolę do spełnienia, rolę wyznaczoną mu przez miejsce pracy i spełnianą tam funkcję. Z biegiem czasu każdy pracownik nabiera w swej dziedzinie rutyny. Staje się specjalistą. Ponieważ — jak to się starałem poprzednio wyjaśnić — nie jest on w pracy tej odosobnionym, lecz jest składnikiem tej — nazwanej przeze mnie — rodziny lotniczej, trzeba, żeby mógł podzielić się swoimi doświadczeniami i wynikami z towarzyszami tej samej pracy. W ten sposób może wydatnie przyczynić się do ulepszenia metod produkcji lub do stworzenia lepszego, pod każdym względem dzieła.

Chcemy, żeby trybuną, na której Pracownicy Lotnictwa wymienialiby nawzajem swoje doświadczenia dla ogólnego dobra Lotnictwa Polski Ludowej stały się łamy „Techniki Lotniczej". Dlatego oprócz wezwania na wstępie niniejszego numeru o kierowanie przez czytelników swych wątpliwości i zapytań do rozpoczynającej swą działalność Skrzynki Technicznej — wzywamy wszystkich Pracowników Lotnictwa do nadsyłania do „Techniki Lotniczej" swoich notatek, uwag czy artykułów na tematy techniczne związane bezpośrednio z ich pracą — dla udostępnienia ich szerokiej gromadzie rodziny lotniczej.

Czekamy na Wasz odzew!

Inż. Stanisław Madeyski

Lotnicze słownictwo techniczne

Informujemy naszych czytelników, że na skutek starań „Techniki Lotniczej" została utworzona Podkomisja Słownictwa Lotniczego przy Komisji Lotniczej PKN. Jak zaznaczyliśmy w zeszycie 2/49 będzie istniała ścisła współpraca pomiędzy pracami Podkomisji a naszym działem „Lotnicze Słownictwo Techniczne"; przeznaczamy mianowicie część łamów naszego pisma na publikowanie i dyskusję nowoutworzonych pojęć.

Jednak prace podjęte przez Podkomisję Słownictwa Lotniczego wymagają nieco czasu celem uporządkowania materiału, określenia kolejności robót itp., musicie więc Czytelnicy, uzbroić się w pewną dozę cierpliwości.

NOWOŚCI TECHNICZNE

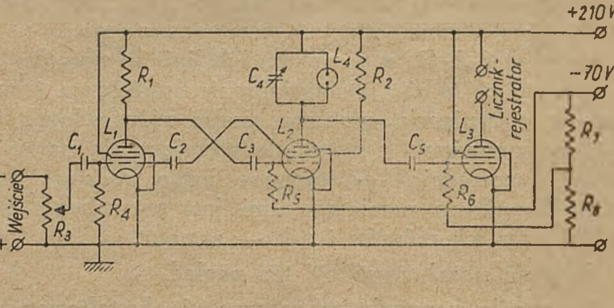
NOWY RADZIECKI PRZYRZĄD REJESTRUJĄCY ILOŚĆ IMPULSÓW

Spośród różnych sposobów pomiaru ilości impulsów najbardziej rozpowszechnionym jest sposób liczenia oddzielnych impulsów za pomocą przekaźników elektromagnetycznych.

Wadą tych przyrządów jest bezwładność różnych części konstrukcyjnych mechanizmu niedopuszczająca na dokładną rejestrację impulsów o częstotliwości wyższej niż *6000 okr./min.*

Poza tym dokładność wskazań takich liczników zależeć będzie od maksymalnego zakresu wskazań.

Aby uniknąć tych wad stosuje się różne układy lampowe, które przepuszczają do licznika mechanicznego impulsy stanowiące całkowity ułamek ogólnej ilości impulsów np. *1/2*, *1/3*, *1/10* itd. Jednakże nie wszystkie te układy są dostatecznie pewne w działaniu, a zależnie od przekładni przyrządu wymagają układów wielolampowych, trudnych do regulacji.



Poniżej podajemy opis oraz schemat elektryczny przyrządu, za pomocą którego można mierzyć impulsy. Przyrząd ten posiada pięć przekładni: *2*, *5*, *10*, *20* i *40*,

Układ jest bardzo prosty zastępujący z powodzeniem układy bardziej skomplikowane *12 ÷ 15* lampowe.

Działanie polega na kolejnym ładowaniu i rozładowaniu kondensatora, do którego podłączona jest równolegle lampa neonowa.

Zasadniczym elementem układu jest multiwibrator składający się z dwóch lamp L_1 i L_2 *(6 J7)*.

Niezależnie od formy i amplitudy wchodzących impulsów, na wyjściu multiwibratora otrzymuje się jednakowe impulsy, których szerokość i amplituda zależne są od parametrów układu.

Przełącznik zmieniający przekładnię przyrządu zmienia pojemność kondensatora C_4.

Ładowanie kondensatora C_4 impulsami występuje tak długo dopóki różnica potencjałów na nim nie będzie równa różnicy potencjałów potrzebnej do zaświecenia lampy neonowej L_4. Powstające przy tym rozładowanie kondensatora C_4 daje impuls na siatkę lampy wyjściowej. W obwód anody tej lampy włączony jest miliamperomierz (o zakresie do *30 mA*) i elektromagnetyczny licznik rejestrujący.

W ten sposób każdy błysk lampy neonowej następujący po *1, 2, 5, 10, 20* lub *40* impulsów wchodzących jest rejestrowany przez licznik.

Próby przyrządu wykazały, że jeżeli straty w kondensatorze C_4 są małe, to przekładnia przyrządu nie jest zależna od częstotliwości impulsów wchodzących.

Potencjometr R_3 pozwala na zmniejszanie amplitudy impulsów wchodzących na siatkę lampy L_1.

Powyższy przyrząd może rejestrować impulsy, których szerokość nie jest większa od *0,002 sek.* zaś amplituda nie mniejsza od *10V*.

Obok licznika wmontowany jest sekundomierz uruchamiany wspólnym przyciskiem.

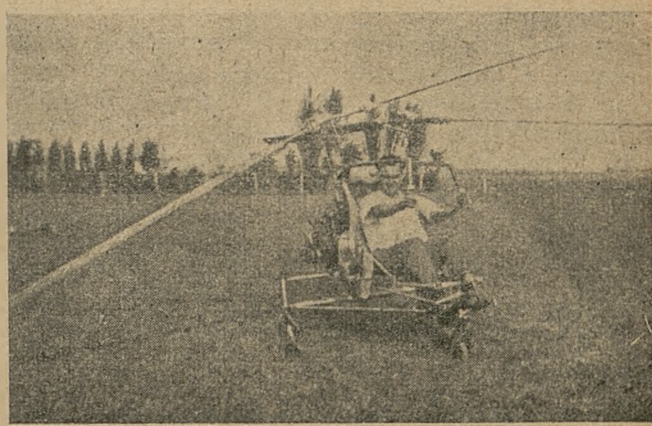
Przyrząd wymaga stabilizowanego zasilania, gdyż przy wahaniach napięcia w sieci błąd wskazań może wynosić do *10%*.

Maksymalna szybkość zastosowanego w tym przyrządzie licznika elektromagnetycznego wynosi *3500* impulsów na minutę, co przy zastosowaniu przekładni *40* daje możność mierzenia impulsów o szybkości *140000* na minutę.

(Żurnał tiechniczeskoj fiziki Nr. 5, 1949.)

NOWY CZECHOSŁOWACKI ŚMIGŁOWIEC

W czasopiśmie Aeroklubu Republiki Czechosłowackiej „Letectvi" znaleźliśmy ciekawy opis śmigłowca zbudowanego przez inż. K. Horaka. Interesującym jest fakt, że śmigłowiec ten wykonany został przez konstruktora w czasie wolnym od zajęć zawodowych, w ciężkich warunkach pracy i z wieloma trudnościami materiałowymi. Śmigłowiec został wypróbowany w dniu 29.9.1949 r. w ten sposób, że przy maksymalnych obrotach silnika i po właściwym ustawieniu łopatek wirników — wzniósł się. Konstruktor nie miał jednak żadnego doświadczenia w sterowaniu swego śmigłowca tak, że po nieopanowanym przesunięciu poziomym i uderzeniu o przeszkodę, spowodował uszkodzenie wirników i układu napędowego.



Układ nośny śmigłowca jest utworzony przez dwa, krzyżujące się, przeciwbieżne, dwułopatkowe wirniki. Na trójkątnej, nitowanej z rur duralowych ramie umieszczony jest z tyłu, w środku podstawy trójkąta, silnik wraz ze skrzynią przekładniową oraz wirnikami. Z przodu osadzony jest przesuwnie fotel pilota. W narożach ramy umieszczone jest podwozie, składające się z trzech niezależnych, resorowanych śrubowymi sprężynami kół, osadzonych w widelcach obrotowo tak, że umożliwiony jest ich obrót o *360°*. Z przodu, przed fotelem pilota umieszczony jest obrotomierz, wskazujący obroty wirników oraz podparcia pod stopy pilota.

Zastosowany został silnik czterocylindrowy, bokser, chłodzony powietrzem, jednolitrowy, o mocy *30 KM* przy *5000 obr/min*, o ciężarze *48 kG*, przy czym przerobione zostały układ gaźnikowy, chłodzenie, zapalanie oraz koło zamachowe — dla lepszego przystosowania do pracy na śmigłowcu. Ponad silnikiem umieszczony jest opadowy zbiornik paliwowy, wykonany z blachy z lekkiego stopu, o pojemności *10* litrów. Rozruch silnika odbywa się za pomocą ręcznej korby, nasuwanej od tyłu. Do silnika przymocowany jest bęben z lekkiego stopu, w którym umieszczone są przekładnie napędów wirników, składające się z jednej pary czołowych kół zębatych oraz dwóch par stożkowych kół zębatych o całkowitej przekładni *1:10*. Przy pomocy ręcznej dźwigni można wyzębić jedno z kół czołowych. W ten sposób przerywa się połączenie między silnikiem i wirnikami, umożliwiając zapuszczenie silnika względnie autorotację łopatek w wypadku ewentualnego uszkodzenia silnika. Do bębna z przekładniami przyśrubowane są osłony, w których osadzone są w łożyskach kulkowych chromoniklowe wały wirników.

Łopatki wirników są sklejone z bukowego i jesionowego drewna, są one polakierowane i wypolerowane. Mają one obrys prostokątny, długość *2 m* i szerokość *12 cm*. Końce łopatek u nasady są wzmocnione i osadzone w osłonach z lekkiego stopu, te zaś znitowane są z rozwidlonymi końcami chromomolibdenowych rur tworząc przegub Kardana. Drugie rozwidlenie, zamocowane w łożyskach kulkowych w głowicy wirnika przedłuża się w ramię zakończone kulowym czopem. Dla zapewnienia dokładnie jednakowego nastawienia obydwu przeciwległych łopatek czopy ich są ze sobą sprzężone. Nastawianie ogólnego skoku łopatek wirników dokonuje się przy pomocy ręcznych dźwigni, przy czym końce ich są połączone z cięgłem, które przesuwa obejmy po wałach wirników.

Smarowanie silnika jest obiegowe z pompą i chłodnicą oleju. Centralne smarowanie napędów zapewnia pompa olejowa uruchomiana lewą nogą pilota. Silnik musi być zapuszczany przy wyłączonym sprzężeniu z wirnikami. Włączenie wirników odbywa się przy małych obrotach silnika. Wirniki rozkręca się ręcznie i gdy tylko prędkości obwodowe czołowych kół zębatych wyrównają się, przesunięciem ręcznej dźwigni dokonuje się sprzężenia. Włączanie to jest wprawdzie bardzo prymitywne, lecz urządzenie to jest jednak znacznie lżejsze od stosowanych odśrodkowych i innych, a przy pewnej wprawie koła przy włączaniu nawet nie zgrzytają.

Sterowanie wysokościowe i poprzeczne przeprowadza się ustawianiem łopatek wirników. Przy sterowaniu na wysokość łopatki wirników ustawia się jednakowo, przy poprzecznym — poszczególnym wirnikom nadaje się mniejszy lub większy kąt nastawienia łopatek. Lot do przodu wywołuje się pochyleniem wirników do przodu, dokonywanym przez przesuwanie fotela, skutkiem czego zmienia się położenie środka ciężkości całego śmigłowca. Jeżeli fotel jest umieszczony w skrajnym przednim położeniu to śmigłowiec osiąga prędkość maksymalną, ponieważ wówczas składowa pozioma ciągu jest największa. Jeżeli fotel jest w skrajnym tylnym położeniu — śmigłowiec leci do tyłu. Sterowanie kierunku odbywa się w sposób następujący. Jeżeli zmniejszymy ciąg przy locie do przodu przestawieniem łopatek wirnika na prawej stronie — śmigłowiec obróci się w prawo, podobnie w lewo. Przepustnicę gaźnika steruje się prawą obrotową rękojeścią. Obrotem lewej rękojeści wyłącza się połączenie fotela z ramą, przez co możemy zmieniać jego położenie, a tym samym prędkość lotu.

(Letectvi, roczn. XXVII Nr. 4, 20.2.1950).

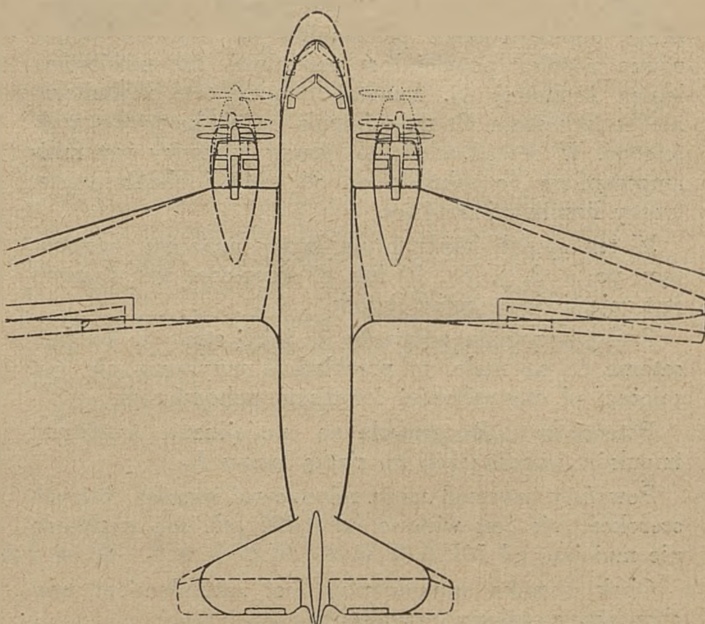
UNOWOCZEŚNIENIE „DAKOTY".

Do najbardziej popularnych samolotów transportowych można bez wątpienia zaliczyć Douglas'a *DC—3* zwanego inaczej „Dakotą", *C—47*, *C—49* lub też *C—53*. Wytwórnie amerykańskie wypuściły około *11.000* tych samolotów, poza tym były one produkowane z licencji w Związku Radzieckim. Prototyp *DC—3* odbył pierwszy lot 18.XII.1935, a od 36 r. samoloty te przeleciały wiele milionów kilometrów w służbie lotniczej. W międzyczasie zwiększono dopuszczalny ciężar w locie do *12.700 kG* (w transporcie wojskowym dopuszczano nawet *14.000 kG).*

Do dnia dzisiejszego ponad *1.000* tych samolotów lata na różnych liniach po całym świecie.

W miarę doskonalenia się techniki lotniczej wzrastają i wymagania stawiane nowoczesnym samolotom komunikacyjnym pod względem osiągów i bezpieczeństwa. Międzynarodowa Organizacja Lotnictwa Cywilnego (ICAO) ustaliła pewne wymagania, które od roku *1953* będą musiały spełniać samoloty komunikacyjne dopuszczone do ruchu międzynarodowego. Wymagania te, zwłaszcza odnośnie lotu przy uszkodzonym jednym silniku (samoloty dwusilnikowe) są dość surowe. Obecnie bardzo niewiele typów czyni im zadość (oczywiście przy pełnym obciążeniu dyktowanym względami ekonomicznymi).

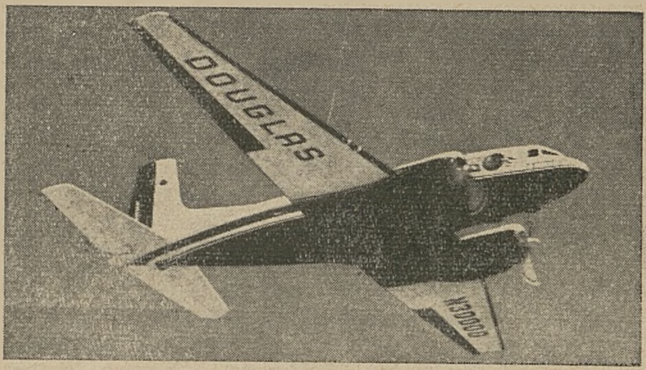
Przy obciążeniu *12.700 kG DC—3* nie spełnia wymagań ICAO i dopiero po obniżeniu ciężaru w locie do *10.700 kG* czyli redukcji ładunku użytecznego o *2.000 kG* czyni im zadość. Obecnie ładunek użyteczny wynosi ok. *3.500 kG.* Po zredukowaniu go do *1.500 kG* (dla spełnienia wymagań ICAO) ekonomia użytkowania samolotu obniży się znacznie przekreślając możliwość używania go po roku 1953. Ponieważ przypuszcza się, że jeszcze w tym czasie kilkaset „Dakot" będzie nadawało się do użytku, czynione są wysiłki zmierzające do zmodernizowania ich i dopasowania do wymagań ICAO. Ponieważ próby te są ciekawe ze względów dydaktycznych omówimy na tym miejscu propozycję amerykańską i angielską.

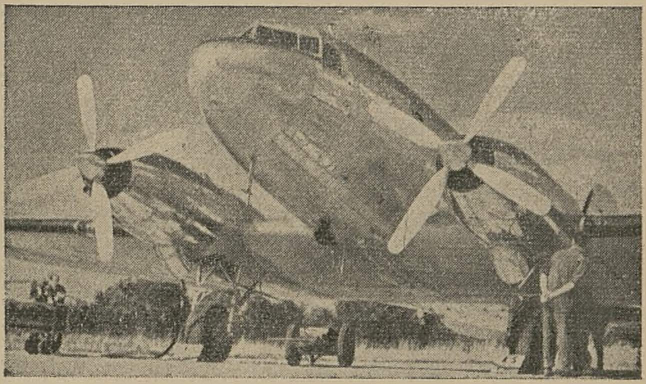


— DC 3, — — — Super DC 3, ··· „Mamba Dakota"

Firma Douglas przewiduje dość daleko idące zmiany w istniejącym płatowcu. W *„Super DC—3"* części zewnętrzne skrzydła wymienione zostały na nowe o dużym skosie krawędzi natarcia. Nie tyle tu chodzi o upodobnienie do samolotów ultra szybkich co o odpowiednie położenie środka ciężkości względem średniej cięciwy skrzydła przy nowym rozwiązaniu konstrukcyjnym. Koła główne podwozia chowają się teraz całkowicie w gondole a kółko ogonowe w kadłub. W swej przedniej części kadłub został przedłużony o ok. *1 m.* a kabina pasażerska przerobiona tak że mieści teraz cztery rzędy foteli zamiast dawnych trzech (rzędy są względem siebie przesunięte tak że umieszczenie czwartego rzędu nie powoduje nadmiernej ciasnoty). W ten sposób „Super DC—3" zabiera *30—38* pasażerów w porównaniu do *21* w starym układzie. Drzwi do kabiny otwierają się do dołu tworząc jednocześnie wygodne schodki. Usterzenie również zwiększono w celu polepszenia sterowności przy małych prędkościach lotu.

Najistotniejszą jednak zmianą jest zastosowanie większych silników o mocy *1.475 KM (Wright Cyclone R 1820* o mocy *1.475 KM* lub *Pratt & Whitney R 2.000* o mocy *1.400 KM*, obydwa na paliwo o liczbie oktanowej *100/130)* zamiast dotychczasowych o mocy *1.100—1.200 KM.* Prędkość podróżna wzrosła skutkiem tego



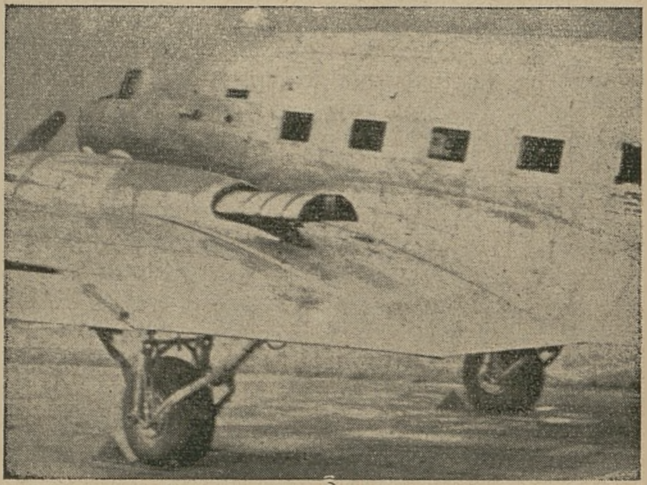


do *400 km/ godz*, czyli wynosi o *100 km/godz* więcej niż standartowego *DC—3*. Ciężar całkowity wzrósł do *14.060 kG* a ładunek użyteczny do *3.480 kG*. Proste przeliczenie wykazuje, że Super DC—3 będzie zużywał mniejwięcej tyle paliwa na tonokm co i stary *DC—3* zapewniając większe bezpieczeństwo i lepszą prędkość przelotową. Gdyby zaś stary *DC—3* był użytkowany przy obciążeniu odpowiadającym wymaganiom ICAO, to zużycie paliwa na tonokm byłoby dwa razy większe.

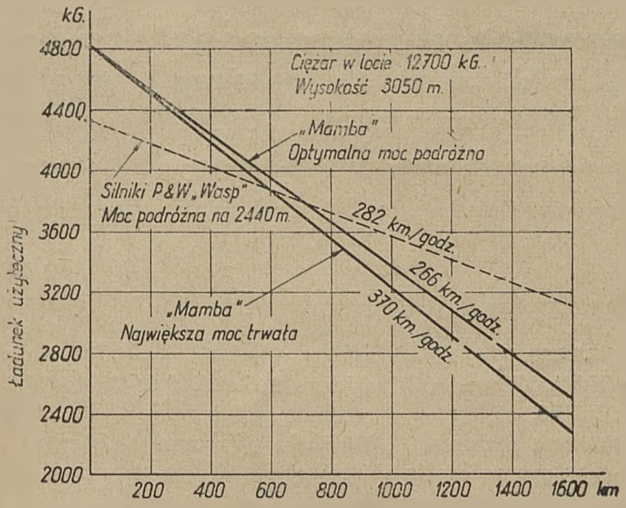
Super DC—3 jest w *60%* nowym samolotem i koszt przeróbki wynosi *200.000—250.000* dolarów w porównaniu do *115.000* — ceny *DC—3* z przed *10* lat (w międzyczasie ceny samolotów w Stanach Zjednoczonych wzrosły jednak kilkakrotnie) mamy więc do czynienia raczej z nowym typem samolotu, gdyż ze starego DC—3 niewiele tu zostaje. Wyższość Super'a w porównaniu do swego pierwowzoru jest oczywista.

Bardziej atrakcyjna jest propozycja angielska. Płatowiec sam nie ulega zmianom a tylko silniki zostają zastąpione turbinami spalinowymi „Mamba" o mocy *1.420 KM*. Przewiduje się też zastosowanie turbiny „Dart" w podobnym układzie. Zmiana dotyczy gondol silnikowych i pewnych instalacji. Koszt przeróbki wraz z nowymi silnikami wyniesie około *100.000* dolarów.

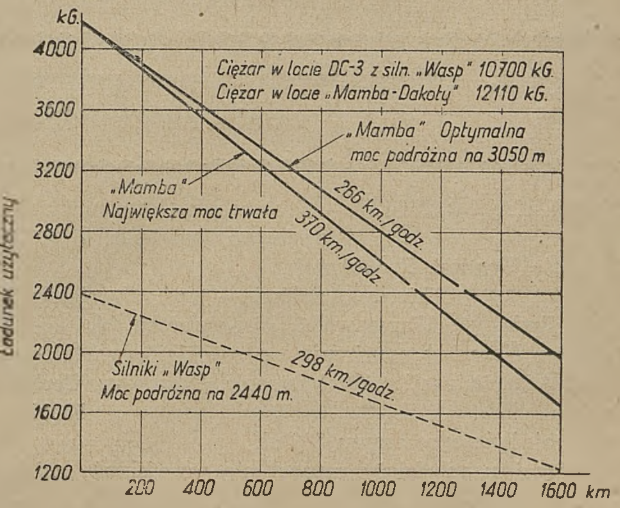
Wymagania ICAO spełnia „Mamba Dakota" przy ciężarze całkowitym w locie 12.110 kG czyli tylko o 590 kG mniejszym od standartowej „Dakoty". Zainstalowanie silników nie nastręczało żadnych trudności. Ze względu na położenie środka ciężkości płaszczyzna śmigieł musiała być przesunięta do przodu tak że jest na wysokości kabiny pilotów co jest sprzeczne z wymaganiami ICAO. Można by jednak tego uniknąć przez



pewne zmiany konstrukcyjne. Gondole wypadają mniejsze i bardziej opływowe gdyż średnica *„Mamby"* wynosi tylko ok. *710 mm* w porównaniu do *1.410 mm* dotychczas stosowanych silników tłokowych. Narazie jednak w pierwszym przerobionym DC—3 nie wyzyskano tej możliwości i mała turbina poprostu „tonie" w przestronnej gondoli. Spaliny są odprowadzane podwójny-



Zasięg przy pogodzie bezwietrznej z uwzględnieniem zapasu bezpieczeństwa.



Zasięg przy pogodzie bezwietrznej z uwzględnieniem zapasu bezpieczeństwa

mi przewodami (dla ominięcia chowanego podwozia) kończącymi się na wierzchniej stronie skrzydła. Dzięki zamianie silników zaoszczędzono ok. *450 kG*. Hałas powodowany pracą turbin jest znacznie mniejszy a poza tym drgania płatowca są o wiele słabsze niż przy silnikach tłokowych. Zastosowano śmigła czteroramienne o średnicy *3,05 m* (Super DC—3 posiada śmigła trójramienne o średnicy *3,5 m*).

Szybkość podróżna waha się w granicach *265—370 km/godz* a największa wynosi *415 km/godz*.

Obsługa turbin jest prostsza niż silników tłokowych a ilość godzin pracy do głównej naprawy dla „Mamby" dochodzi do *500*.

Dla porównania podajemy wykresy zasięgu w funkcji ładunku użytecznego (wykr. 1). Dla obecnie dopuszczalnego ciężaru całkowitego standartowego DC—3 *12.700 kG* przy odległościach *480—800 km* ładunek jest ten sam przy czym „Mamba-Dakota" jest tu szybsza o ok. *90 km/godz*. Zdecydowana wyższość układu „Mamba-Dakota" jest natomiast widoczna z wykresu 2, ułożonego dla ciężarów odpowiednio: *10.700 i 12.110 kG*, koniecznych dla spełnienia wymagań ICAO. Teraz widać, że przy znacznie większej prędkości przelotowej „Mamba-Dakota" zabiera o wiele więcej ładunku na odległości *480—800 km* w stosunku do standartowego DC—3 (*3.200 kG* w porównaniu do *1.900 kG*).

W obecnym stadium rozwoju silniki turbinowe zużywają ok. *0,33 kG* paliwa na *KM.godz.* jednak trzeba tu pamiętać że paliwem tym jest nafta, a nie benzyna o liczbie oktanowej *100/130*. Poza tym zyskuje się na czasie gdyż przelot może być dokonywany na stosunkowo dużym obciążeniu silników, gdzie zachodzi optimum zużycia paliwa. Licząc zużycie na jeden tonokilometr wypada ono dla „Mamba-Dakoty" niecałe dwa razy większe niż dla Super—DC—3 a tego rzędu co dla starego DC—3 dopasowanego do wymagań ICAO. Koszt samego paliwa nie decyduje jednak o opłacalności całego transportu lotniczego. Głównym atutem schematu „Mamba-Dakoty" w porównaniu do Supera jest znacznie prostsza i tańsza przeróbka.

Turbiny spalinowe są obecnie w pierwszym stadium rozwojowym, ich zalety są różnorakie a po udoskonaleniu i uzyskaniu materiału doświadczalnego w dziedzinie ich użytkowania (do tego celu służy między innymi „Mamba-Dakota") znajdą niewątpliwie szerokie zastosowanie w szybkiej komunikacji lotniczej.

(Flight 2126/49, Aeroplane 2011/49, Interavia 11/49. Aviation Week Vol. 51 Nr. 14).

KRONIKA ZPIL

NOWI CZŁONKOWIE

W pierwszym kwartale br. zostali przyjęci na członków ZPIL następujący koledzy:

114 — Nowiński Jerzy,
115 — Rogalski Wojciech.

WALNE ZEBRANIE ZPIL.

W dniu 17 lutego odbyło się Walne Zebranie ZPIL. Po złożeniu sprawozdania zebranie udzieliło absolutorium ustępującemu Zarządowi, oraz wybrało nowy Zarząd w następującym składzie:

Przewodniczący kol. *Roth Wiktor.*
Z-ca Przewodniczącego kol. *Lewandowski Ryszard.*
Z-ca Przewodniczącego kol. *Nowiński Jerzy.*
Sekretarz kol. *Różański Zbigniew.*

Czł. Zarządu: koledzy: *Kurzyński Marian, Rogalski Wojciech i Witkowski Ryszard.*

ODCZYTY

W okresie sprawozdawczym zostały wygłoszone następujące odczyty:

kol. *Jarominek Władysław* — Automatyczn sterowanie samolotów;
kol. *Łunc Michał* — Aerodynamika molekularna;
kol. *Koślacz Stanisław* — Istota korozji.

Kolegów, zalegających z prenumeratą „Techniki Lotniczej" prosimy o uregulowanie należności. Konto PKO bez zmian.

TECHNIKA LOTNICZA — Kwartalnik Związku Polskich Inżynierów i Techników Lotniczych (Koło Lotnicze SIMP) wydawany nakładem NACZELNEJ ORGANIZACJI TECHNICZNEJ
Redaguje Komitet Redakcyjny Redaktor Naczelny — inż. Jan Paczoski
Redaktorzy działowi — inż. Stanisław Madeyski, inż. Jerzy Pindera, inż. Jan Staszek
Adres Redakcji: Warszawa 1, Nowowiejska 24.
Redaktor Naczelny przyjmuje we wtorki i czwartki godz. 17.30—18.30.
Adres Administracji: Administracja Czasopism Technicznych NOT, Warszawa, Czackiego 3/5, tel. 8-95-10 do 16.
KONTO PKO I-8100.
Cena pojedyńczego zeszytu 200 zł. Prenumerata roczna 800 zł. półroczna 400 zł.
Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie zbiorowej od 10 egz. wzwyż.
Prenumeraty za granicą: $4 wzgl. £1.

Druk. L.S.W. Nr 2 — Warszawa, ul. Skolimowska 5. B-110137

Wskazówki dla autorów współpracujących z „Techniką Lotniczą".

1. Przed przystąpieniem do opracowania artykułów kompilacyjnych lub tłumaczeń do „Techniki Lotniczej" należy porozumieć się z redakcją, celem upewnienia się, że dany temat nie jest w opracowaniu przez kogo innego.

2. Przy opracowywaniu artykułów należy położyć jak największy nacisk na przejrzystość układu, zrozumiałość i jasność treści. Brak tej cechy sprawia, że najwartościowsze nawet prace nie mogą być należycie ocenione.

Należy posługiwać się zdaniami krótkimi, myśli główne należy wyraźnie uwypuklać, choćby nawet przez powtarzanie się.

Specjalnie ważne jest staranne i logiczne wprowadzanie wzorów, przy czym należy robić jak najmniej przeskoków.

Należy rozbić artykuł na logiczne rozdziały i ustępy, zaopatrując je w tytuły, numerować ważniejsze wzory, przestrzegając jednakowego słownictwa w tekście i na rysunkach, przestrzegać nowej pisowni polskiej zatwierdzonej przez Ministerstwo Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego z dn. 24 czerwca 1936 r., oraz ogólnie przyjętych symboli, skrótów itp.

3. Rękopis względnie maszynopis, nadesłany do redakcji musi odpowiadać następującym wymaganiom:

a) Pisać po jednej stronie z interlinią (z odstępem pomiędzy wierszami) wyraźnie, atramentem, na kartkach formatu A4 (210 × 297 mm). Z lewej strony kartki musi być zostawiony margines dla korekty i uwag redakcji. Ilość znaków w jednym wierszu winna wynosić 50. Na pierwszej stronie u góry pozostawić wolne około ¼ strony dla uwag redakcji i oznaczenia artykułu.

b) Maszynopis nadesłać w 2 egzemplarzach na papierze kancelaryjnym a nie przebitkowym.

c) W rękopisie lub maszynopisie nie dawać żadnych podkreśleń, nie pisać r o z s t r z e l o n y m d r u k i e m, ani nie pisać wyrazów WERSALIKAMI (dużymi literami alfabetu). Chcąc wprowadzić tę formę do tekstu drukowanego należy stosować „Wskazówki dla autorów współpracujących z Instytutem Wydawniczym SIMP", którą to broszurę prześlemy bezpłatnie na żądanie, lub pozostawić tę sprawę redakcji, zaznaczając jedynie w odpowiednim miejscu czarnym ołówkiem na marginesie: wydrukować kursywą, wersalikami, tłustym drukiem, rozstrzelonymi literami lub tp.

d) Nie pozostawiać wolnych miejsc na rysunki. W miejscu gdzie ma być umieszczony rysunek należy w środku szpalty podać oznaczenie w postaci: Rys. 1., Rys. 2., itp. W szczególności nie należy wcinać tekstu (tj. zmniejszać szerokości szpalty dla oznaczenia rysunku).

e) Wzory matematyczne podawać w oddzielnych wierszach. Wzory pisać odręcznie możliwie najwyraźniej, zachowując odpowiednią wielkość liter i cyfr oraz prawidłowe położenie wskaźników i symboli.

f) Odnośniki pisać bezpośrednio po wierszu, w którym cyfra odnośnika została podana.[1])

g) W odnośnikach biograficznych podawać nazwisko autora, tytuł książki lub artykułu, tytuł i numer czasopisma, w którym dany artykuł ukazał się, oraz rok wydania.

h) Numerować kartki rękopisu względnie maszynopisu w postaci:
— 1 —, — 2 —, itd. pośrodku strony u góry.

4. Rysunki i wykresy winny być wykonane w skali 3:1, większe (cało-stronicowe) w skali 2:1 pamiętając, że szerokość szpalty wynosi 85 mm, a szerokość kolumny 175 mm.

Rysunki powinny być wykonane tuszem na niezbyt szorstkim papierze rysunkowym lub na białej kalce rysunkowej (kalka niebieskawa lub żółtawa jest niewskazana).

Przy wykonywaniu wykresów należy tak dobrać skalę, aby po zmniejszeniu oczka siatki wykresu miały wymiar 5 × 5 lub 10 × 10 mm.

5. Fotografie oryginalne powinny być wykonane na gładkim, błyszczącym papierze fotograficznym i — o ile możności — retuszowane.

6. O ile mają być reprodukowane jakieś rysunki lub fotografie z innych dzieł, to dzieła te należy załączyć do rękopisu i zaznaczyć na wykazie rysunków tytuł i miejsce dzieła, z którego ma być zaczerpnięty dany rysunek.

Wydawnictwa te zostaną zwrócone.

7. Wszystkie rysunki, fotografie i wykresy winny być ponumerowane zgodnie z tekstem. Rysunki, wykresy i fotografie należy składać w oddzielnej kopercie, usztywnionej tekturową wkładką. Nie mogą być one składane ani naklejane.

8. Autor obowiązany jest do wykonania co najmniej 2 korekt drukarskich w terminach wskazanych przez redakcję. Korektę należy przeprowadzić zgodnie z instrukcją podaną we „Wskazówkach dla autorów współpracujących z IW SIMP".

---

[1]) w wyjątkowych wypadkach można je umieszczać na końcu ustępu, w którym została podana cyfra odnośnika.